



# RÉALISATION D'UN FILTRE SPECTRAL ACCORDABLE ÉTROIT À 1.55 $\mu\text{m}$ EN OPTIQUE INTÉGRÉE SUR NIOBATE DE LITHIUM. ÉTUDE DES LIMITATIONS IMPOSÉES PAR LA TECHNOLOGIE.

Franck Chollet

## ► To cite this version:

Franck Chollet. RÉALISATION D'UN FILTRE SPECTRAL ACCORDABLE ÉTROIT À 1.55  $\mu\text{m}$  EN OPTIQUE INTÉGRÉE SUR NIOBATE DE LITHIUM. ÉTUDE DES LIMITATIONS IMPOSÉES PAR LA TECHNOLOGIE.. Optique / photonique. Université de Franche-Comté, 1995. Français. NNT: . tel-00724359

**HAL Id: tel-00724359**

**<https://theses.hal.science/tel-00724359>**

Submitted on 20 Aug 2012

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE

présentée à

L'UFR DES SCIENCES ET TECHNIQUES  
DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

pour obtenir le

**DIPLOME de DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ**  
en Sciences Pour l'Ingénieur

**RÉALISATION D'UN FILTRE SPECTRAL ACCORDABLE  
ÉTROIT À 1.55  $\mu\text{m}$  EN OPTIQUE INTÉGRÉE SUR NIOBATE  
DE LITHIUM.  
ÉTUDE DES LIMITATIONS IMPOSÉES PAR LA TECHNOLOGIE.**

par

**M. Franck CHOLLET**

Soutenue le 24 Février 1995 devant la Commision d'Examen

Président	M. D. HAUDEN, Professeur à L'E.N.S.M.M., Besançon
Rapporteurs	M. O. PARRIAUX, Ingénieur au C.S.E.M., Lausanne M. S. VALETTE, Ingénieur au L.E.T.I./C.E.A., Grenoble
Examineur	M. J.-P. GOEDGEBUER, Professeur à l'Université de Franche-Comté, Besançon
Invités	Mme M. DOISY, Ingénieur à Thomson-Microsonics, Sophia-Antipolis M. A. HAMEL, Ingénieur C.N.E.T., Lannion M. H. PORTE, Chargé de recherche C.N.R.S., Besançon

(DEUXIÈME ÉDITION  $\text{\LaTeX}$  - AVEC QUELQUES TYPOS CORRIGÉES)

*“Et Dieu dit : que la lumière soit,  
et la lumière fût.  
... Et Dieu vit que celà était bon.”*  
DIEU ET AL., LA BIBLE, GENÈSE.

*“L’Optique ? N’est ce point là le plus vieux métier du monde ?”*  
ENOCH CARKE’LLT, HORS D’OEUVRES, 62.

à, pour, avec 叩 .

*Merci !*

*Le travail présenté dans ce manuscrit a été réalisé au sein du Laboratoire d'Optique P. M. Duffieux de l'Université de Franche-Comté, à Besançon, unité associée au C.N.R.S., URA 214 et a été soutenu par le C.N.E.T. Lannion au titre du contrat de recherche 918B043.*

*Je tiens tous d'abord à remercier M. J.-P. Goedgebuer, Professeur à l'Université de Franche-Comté et Directeur du Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux, qui m'a confié puis a dirigé ce travail de recherche et a su, pu, dû, me laisser une grande indépendance tout au long de ces trois années.*

*Je tiens aussi à le remercier pour sa sinophilie qui m'a permis d'accroître infiniment la mienne...*

*Je suis très reconnaissant à M. D. Hauden, Professeur à l'E.N.S.M.M. et Directeur du L.P.M.O., de bien avoir voulu présider mon jury de thèse.*

*Je lui suis aussi gré de ses micro-activités qui me permettent d'aller vérifier si le soleil se lève vraiment à l'Est...*

*J'exprime ma profonde gratitude à MM. O. Parriaux du C.S.E.M. à Lausanne et S. Valette du L.E.T.I./C.E.A. à Grenoble pour avoir accepté l'ingrate tâche de juger ce manuscrit.*

*Ma gratitude s'adresse aussi à Mme M. Doisy de Thomson-Microsonics à Sophia-Antipolis pour l'intérêt qu'elle m'a montré en participant à ce jury de thèse.*

*Je remercie aussi vivement M. A. Hamel qui fût pendant ces dernières années mon responsable scientifique au sein du C.N.E.T. Lannion en suivant au plus près l'évolution de cette étude malgré les révolutions au sein de son entreprise et qui a bien voulu faire partie de mon jury.*

*M. H. Porte, Chargé de Recherche au C.N.R.S., mérite aussi mes remerciements pour sa grande maîtrise expérimentale (sauf peut-être au niveau de l'influence de la gravité sur les interféromètres de Perot-Fabry ou plutôt de Bouloch-Fabry - Duffieux oblige...), qui fût très formatrice, et pour sa participation à ce jury.*

*Enfin mes remerciements ne sauraient être complets s'ils ne s'adressaient pas aussi à tous les membres du laboratoires que j'ai côtoyés pendant ces trois années et tout particulièrement à Gadang Ramantoko qui fût mon initiateur aux joies de l'optique intégré sur niobate de lithium et dont le travail m'a beaucoup aidé.*

*Je pense aussi à J.-C. Renaud aux masques, J. Vendeville aux dépôts, à l'usinage et à l'usineur, J. Neyras à la mécanique mais aussi à Lucky, Fadi au mille publis, Claudine, Rachid, Domi (ne voit pas en ce raccourcissement un signe de censure mais plutôt d'amitié), Olivier, p'tit Steph, Lili, François, Nadia, Bernard, Mme C. et M., Daniel, Ahmed, Marie-*

*Hélène alias M. H. C., Moi-même, le grand Jacques, la belle Hélène, Daniel d'argent, Alain, Joëlle, Fabounet, Robert, merzi Wilhelm, Richard, Alex, Titi t'es plutôt R'o minet, Martine, Tijani, le Den's, Remo l'E SO, Christophe, François, Guégué, Celso c'é pas vré, Michel, Jéjé, Régis, Alain, Phil, Alain, Eric, Laurent, Catalin, Sophie l'oubliée, le Maille, Motorola, le Dave chimère des pensées abolies, Germaine, la Molle, Jacques, Papache, Jacques, Hervé, le P'il, Jacquôt salut gamin, le grand Pat, Michel, Gilbert conte nous une histoire, Bertrand, Daniel, François merci pour tes étoiles et les Shadoks, Vince et ... Sosso.*

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>ii</b>
<b>Table des matières</b>	<b>v</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>viii</b>
VERS UN MONDE DE TELECOMMUNICATIONS . . . . .	ix
LA VOIE OPTIQUE . . . . .	xi
LE FILTRE SPECTRAL ACCORDABLE : UN COMPOSANT CLÉ ? . . . . .	xii
<b>I Le filtrage spectral en optique intégrée</b>	<b>1</b>
I.1 Spécifications du filtrage optique . . . . .	2
I.2 Les filtres interférentiels . . . . .	5
I.2.1 Principes de fonctionnement . . . . .	5
I.2.2 Quelques exemples d'application . . . . .	7
I.3 Les filtres à couplage à deux ondes . . . . .	10
I.3.1 Transfert de puissance entre deux ondes orthogonales . . . . .	11
I.3.2 Dépendance en longueur d'onde du couplage et accord . . . . .	12
I.3.3 Quelques exemples d'application . . . . .	14
I.3.3.1 Couplage codirectionnel sans réseau . . . . .	14
I.3.3.2 Couplage codirectionnel à réseau . . . . .	15
I.3.3.3 Couplage contra-directionnel à réseau . . . . .	22
I.4 Conclusion . . . . .	23
<b>II Convertisseur de polarisation sélectif en longueur d'onde</b>	<b>25</b>
II.1 Un modèle heuristique : le filtre de Šolc . . . . .	26
II.2 Un modèle phénoménologique : couplage et déphasage entre modes . . . . .	32
II.2.1 Couplage de modes et filtrage . . . . .	32
II.2.2 Coefficient de couplage et transformation de Fourier . . . . .	37
II.2.3 Déphasage entre modes et accord . . . . .	40
II.3 Réalisation pratique d'un filtre accordable intégré . . . . .	43
II.3.1 Détermination des caractéristiques physiques du filtre . . . . .	43
II.3.2 L'optique intégrée sur niobate de lithium . . . . .	45
II.3.2.1 Conception des masques de photolithogravure . . . . .	45
II.3.2.2 Définition du guide d'onde . . . . .	48
II.3.2.3 Réalisation des électrodes . . . . .	49
II.3.2.4 Fibrage et mise en boîtier . . . . .	49
II.3.3 Premiers résultats expérimentaux . . . . .	50

II.4 Conclusion . . . . .	53
<b>III Propagation en milieu hétérogène tridimensionnel anisotrope</b>	<b>55</b>
III.1 Introduction . . . . .	56
III.2 Le guide hétérogène tridimensionnel et anisotrope . . . . .	58
III.3 Le guide hétérogène bidimensionnel et anisotrope . . . . .	62
III.4 Le guide hétérogène monodimensionnel et sa correction d'anisotropie . . . .	65
III.5 Propagation dans un guide hétérogène bidimensionnel et anisotrope . . . .	71
III.6 Effet d'un champ électrique externe sur la propagation . . . . .	73
III.6.1 L'effet électro-optique . . . . .	73
III.6.2 Modification des constantes de propagation par effet électro-optique (déphasage) . . . . .	76
III.6.3 Modification de l'amplitude modale par effet électro-optique (cou- plage) . . . . .	77
III.6.4 Recouvrement entre champs électriques et optiques . . . . .	80
III.6.4.1 Champ optique dans un guide d'onde diffusé . . . . .	81
III.6.4.2 Recouvrement au niveau des électrodes planes (accord) . . . .	82
III.6.4.3 Recouvrement au niveau des électrodes en peigne (conver- sion) . . . . .	84
III.7 Conclusion . . . . .	89
<b>IV Défauts de structure : mesure, modèle, correction</b>	<b>90</b>
IV.1 Relevé expérimental des grandeurs caractéristiques du filtre . . . . .	91
IV.1.1 Diffusion dans le niobate de lithium . . . . .	91
IV.1.2 Champ optique dans un guide diffusé . . . . .	96
IV.1.3 Différence d'indice de groupe - différence d'indice de phase . . . . .	100
IV.1.3.1 De la mesure de différences d'indice . . . . .	100
IV.1.3.2 De l'origine probable des variations de différence d'indice . .	104
IV.2 Un modèle numérique . . . . .	106
IV.2.1 Formalisme des matrices de Jones . . . . .	106
IV.2.2 Simulation d'un filtre parfait . . . . .	108
IV.3 Simulation de défauts et comparaison avec l'expérience . . . . .	111
IV.3.1 Effet d'une variation linéaire de biréfringence . . . . .	111
IV.3.2 Effet d'une variation quadratique de la biréfringence . . . . .	114
IV.3.3 Effet d'une variation aléatoire de la biréfringence . . . . .	116
IV.3.4 Relevé de transmittances présentant des anomalies . . . . .	117
IV.4 Améliorations technologiques et nouveaux résultats . . . . .	121
IV.4.1 Origine des aléas technologiques . . . . .	121
IV.4.2 Le filtre spectral électro-optique intégré . . . . .	122
IV.5 Conclusion . . . . .	125
Article 1 . . . . .	127
Article 2 . . . . .	130
<b>V Applications et perspectives</b>	<b>138</b>
V.1 Quelques applications . . . . .	139
V.1.1 Sélection de canal en multiplexage de longueur d'onde . . . . .	139
V.1.2 Laser à fibre accordable et modulable à 1.55 $\mu\text{m}$ . . . . .	144
V.2 Perspectives . . . . .	150

Article 3 . . . . .	155
<b>Conclusion générale</b>	<b>158</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>162</b>



# Introduction générale

## VERS UN MONDE DE TELECOMMUNICATIONS

Un des premiers signes de l'émergence de l'homo sapiens sapiens comme espèce terrestre "sage", fut sans nul doute l'apparition d'un langage évolué. La possibilité de communiquer devint rapidement un atout décisif, permettant l'apparition d'une société, non plus d'intérêt, mais d'échanges<sup>1</sup>. Il fallut cependant attendre longtemps pour que cette situation évolue un peu. Ce n'est qu'au XXXème s. av. J. C., en Asie mineure, que les érudits assyriens, sans doute inspirés par leurs marchands, inventèrent l'écriture. La porte était ouverte à une communication à grande distance, confidentielle et fidèle. Les états centralisés forts comprirent rapidement l'intérêt d'une telle découverte ; quelques siècles suffirent pour que les égyptiens la réinventent à leur tour. Ils lui donnèrent un support pratique (papyrus, calame et encre), qui contrastait fortement avec celui des assyriens : tablettes d'argile molle et bâtonnets taillés. Le transport de l'information s'en trouva simplifié, et le monde se contenta longtemps de ce système, toujours vigoureux de nos jours, à travers l'action de la poste. Le changement arriva dans la première moitié du XIXème s. ap. J. C. (soit près de 5000 ans plus tard...), avec l'apparition du télégraphe électrique [1], inventé par P. Shilling. Pour la première fois l'information pouvait être transmise 'instantanément' entre deux cités fort éloignées. Dès lors l'innovation technologique s'emballa et les supports de l'information se multiplièrent : téléphone, télex, télévision, son haute fidélité, télécopie, données informatiques, télévision couleur, téléphone mobile, visioconférences... La liste n'est pas close, bien que chaque nouveau medium nécessita de transporter toujours plus de données pour assurer la transmission de l'information. Parallèlement, le nombre d'utilisateurs augmentait exponentiellement et aux premières liaisons fixes entre deux utilisateurs se substituèrent rapidement des liaisons dynamiques interconnectables permettant de relier tous leurs utilisateurs entre eux : les réseaux. Face à ces besoins toujours croissants l'électronique et l'informatique faisaient des progrès considérables en apportant une réponse aux problèmes d'émission, de transport, de commutation, de réception et de gestion de cette masse d'information en mouvement perpétuel.

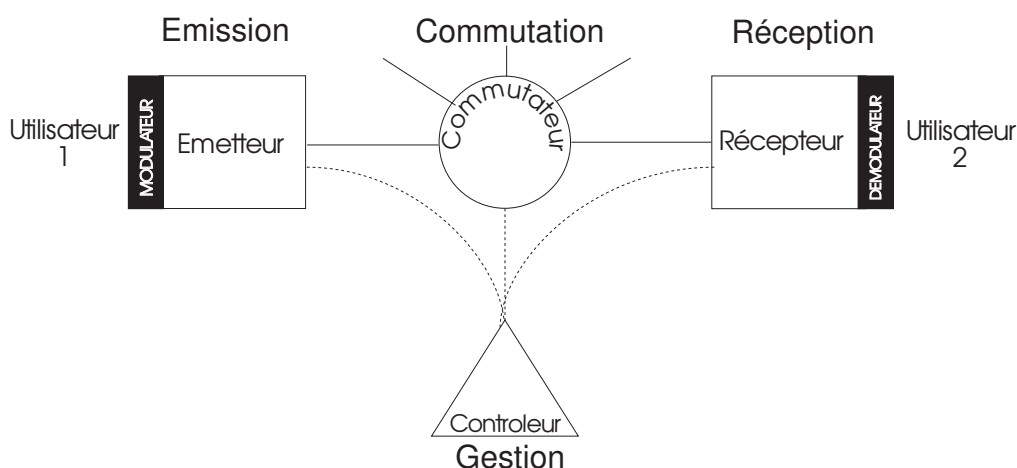


FIGURE 1: Fonctions élémentaires nécessaire au transport de l'information.

1. L'existence réelle de langage simple chez les animaux (abeilles par exemple), ne permet pas l'apparition d'une société évoluée. Seule des fonctions de survie sont alors assurées, laissant peu de place à une évolution sociale.

L'informatique permet la segmentation et la hiérarchisation des réseaux, donnant naissance aux réseaux de réseaux. Ceux-ci simplifient fortement la gestion des communications entre millions d'utilisateurs, sur le réseau téléphonique tout particulièrement.

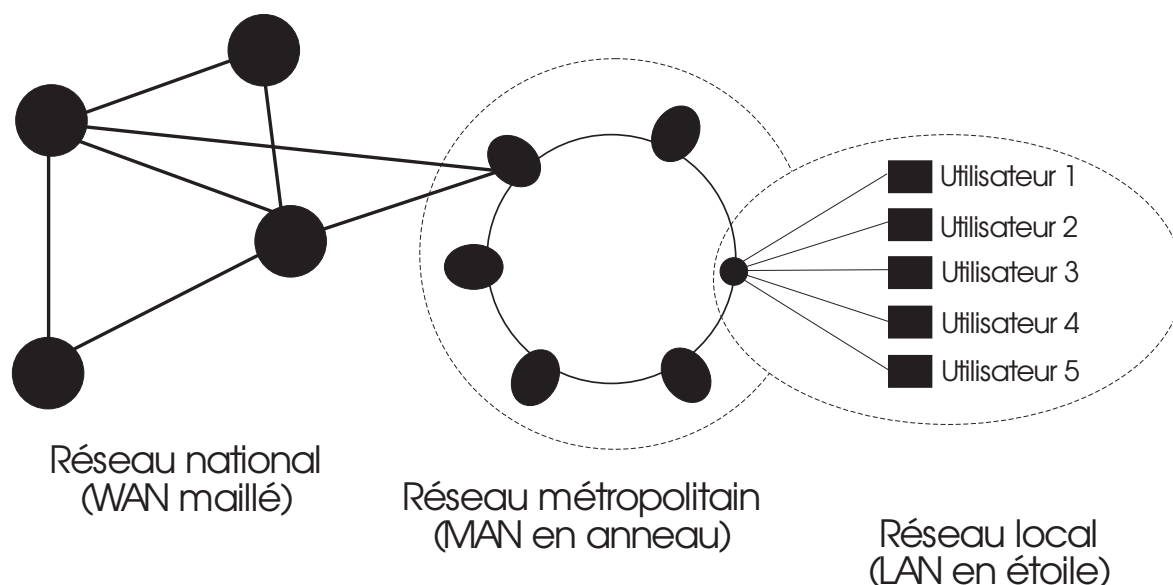


FIGURE 2: Segmentation, hiérarchisation et architectures de réseaux.

Pour résoudre le problème de l'augmentation du débit, l'électronique inventa le multiplexage. On put ainsi transporter en même temps, dans le même conduit, plusieurs informations, comme des canaux téléphoniques, par exemple. D'abord en fréquence (FDM) avec les signaux analogiques, il devint temporel (TDM) avec les signaux numériques<sup>2</sup>.

Ces derniers apportent une plus grande fiabilité de transmission et une compatibilité accrue des télécommunications avec l'informatique. De plus ils permettent de donner le même format à toutes les sources d'information, que ce soit des images, du son ou des données informatiques, facilitant leur gestion. Cependant ils accroissent fortement le débit nécessaire à la transmission de l'information. Ainsi, un canal de téléphone analogique occupe un domaine de fréquence (ou bande spectrale) d'environ 3,5 kHz (symbolisé par un triangle sur la Fig. 3), alors que le même signal numérisé, présente un débit<sup>3</sup> de 64 kbit/s, occupant une bande spectrale, dépendant du codage en ligne, d'au moins 60 kHz. Il est donc nécessaire que le conduit qui véhicule l'information sous forme numérique, possède une grande bande passante. La transmission de signaux électriques utilise comme support, les câbles coaxiaux. Ceux-ci présentent des pertes d'environ 2.3 dB/km (soit 40% de pertes par km) à une fréquence d'environ 1 MHz, mais elles s'élèvent à 18 dB/km (soit 98.5% de pertes) à la fréquence de 60 MHz [1]! On arrive tout de même à obtenir des débits de 560 Mbit/s en numérique... au prix d'une régénération de signal tous les 1.5 km.

2. Un signal numérique est un signal échantillonné (dont on ne prélève la valeur qu'à des instants espacés régulièrement), et quantifié (la valeur que le signal peut prendre, fait partie d'un ensemble prédéterminé). Par exemple, dans un signal téléphonique numérique (échantillonné à 8 kHz, quantifié sur 8bits) les échantillons sont espacés de 125  $\mu$ s et peuvent prendre 256 valeurs différentes.

3. Ceci correspond à un débit d'information de 65536 (soit  $64 * 2^{10}$ ) éléments binaires (0 ou 1) par seconde. La transmission d'un canal de télévision standard, non compressé, nécessite un débit de 140 Mbit/s (soit  $140 * 2^{20}$  bit/s).

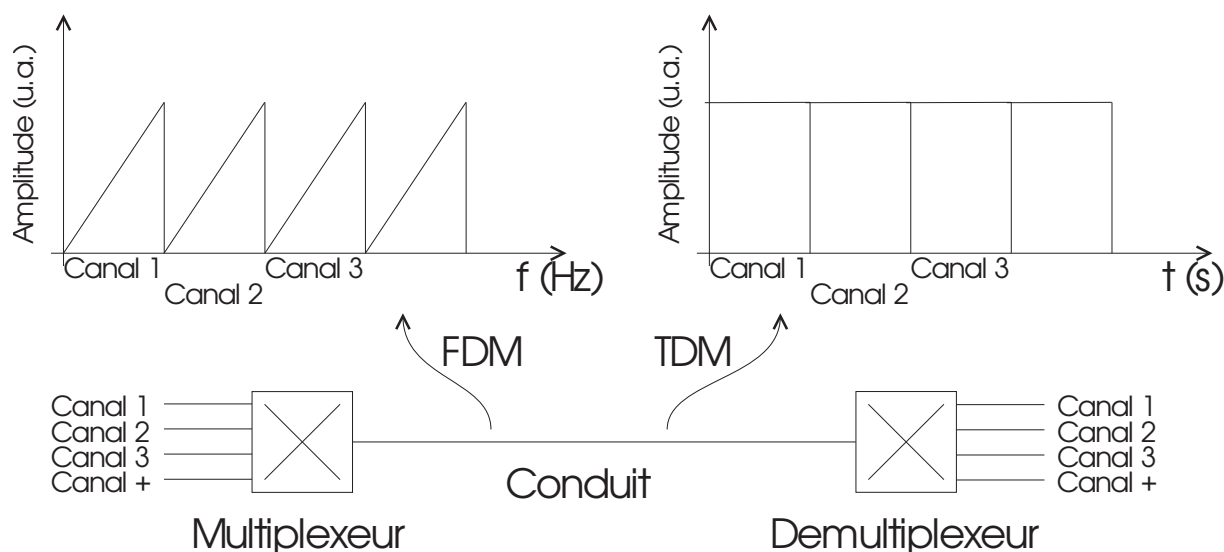


FIGURE 3: Principe du multiplexage de fréquence (FDM) et temporel (TDM). Aspect typique du signal dans le conduit.

De plus, les nouveaux moyens de communication permettent l'existence d'une architecture multi-services (avec les normes asynchrones (ATM)), c'est à dire qu'un même réseau sera amené à transporter l'information sous toutes ses formes (aujourd'hui, coexistent des réseaux téléphoniques, informatiques, de distribution T.V., ...). Il devra donc utiliser des canaux très haut débit, divisés hiérarchiquement (norme synchrone SDH, par exemple), pour assurer toute la gamme des télécommunications futures, depuis la commutation téléphonique à 64kbit/s par canal, jusqu'à la distribution de la télévision haute définition (TVHD) à 40Mbit/s par canal<sup>4</sup>.

Il fallait donc trouver, tout d'abord un nouveau support à la transmission de l'information, puis une nouvelle voie, afin de gérer les réseaux très hauts débits, où l'électronique s'essouffle.

## LA VOIE OPTIQUE

Depuis les premières propositions de transmission de l'information par voie optique, en utilisant une fibre de silice [2], on savait que ce milieu présentait une très grande bande passante. Des progrès rapides, réalisés particulièrement par la société Corning Glass aux Etats-Unis, permirent au seuil des années 80 d'abaisser les pertes à des taux jamais atteints auparavant : 0.2 dB/km à la longueur d'onde<sup>5</sup> de 1.55  $\mu\text{m}$  [3]. Si l'on s'autorise des pertes allant jusqu'à 2 dB/km (encore faibles par rapport aux câbles coaxiaux), la bande passante devient quasiment sans limites, puisqu'elle atteint 208 THz (pour des longueurs d'onde allant de 0.8  $\mu\text{m}$  à 1.8  $\mu\text{m}$ ). Il semble bien que les télécommunications aient trouvé là un support de transmission idéal, qui ne saurait être saturé avant longtemps.

4. Ce débit correspond à une transmission de l'image compressée. Le débit brut nécessaire à la future TVHD numérique, serait de 2.9Gbit/s!

5. La longueur d'onde d'un signal optique, est la distance parcourue par la lumière pendant une période d'oscillation du champ électrique. Par exemple, à une fréquence de 193 THz, correspond une longueur d'onde de 1.55  $\mu\text{m}$ . On a en fait  $\lambda = cT = c/\nu$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde,  $\nu$  la fréquence et  $c$  la vitesse de la lumière.

Cependant, le rôle de l'optique dans les télécommunications se limita longtemps à celui de simple vecteur de transmission pour des liaisons point à point. On peut considérer que cette philosophie trouve son aboutissement dans le futur câble téléphonique transpacifique. En effet, la venue des fibres monomodes, qui limitent la déformation du signal transporté (en limitant l'allongement temporel des impulsions se propageant sur de grandes distances), puis des amplificateurs optiques à fibre dopée à l'erbium, ont permis d'obtenir une liaison tout optique (sans régénération optoélectronique) à 10 Gbit/s, d'une longueur de 9000 km, utilisant 274 amplificateurs à fibre [4]. Mais si l'on veut aller plus loin dans l'utilisation des potentialités de l'optique en télécommunications, il faut revoir l'architecture même des réseaux, afin de repousser le goulot d'étranglement constitué par l'électronique.

Ainsi, plutôt que d'utiliser la technique de multiplexage temporel optique (OTDM), qui nécessitera toujours une partie électronique afin d'assurer les fonctions de réseau, on peut concevoir un réseau entièrement basé sur le multiplexage en longueur d'onde (WDM), encore appelé multiplexage de fréquence optique (OFDM), lorsque les canaux utilisés sont très rapprochés. Ce type de multiplexage ouvre la voie à la réalisation de nombreuses fonctions de réseau par des voies tout optiques [5].

Ces fonctions existent bien évidemment déjà dans les réseaux électroniques actuels, que l'architecture tout optique devra être capable d'imiter, sans avoir besoin d'utiliser d'interfaces optoélectroniques. On peut les répartir en quatre classes :

**multiplexage et démultiplexage de longueur d'onde**, permettant de mélanger plusieurs canaux afin de les faire passer dans le même conduit et de les restituer individuellement en sortie ;

**diffusion et sélection de canal**, permettant de transmettre vers chaque utilisateur de nombreux canaux multiplexés et d'en sélectionner un seul (i.e. utilisable en télévision tout particulièrement) ;

**ajout et suppression de canaux**, permettant de prélever ou d'injecter un nouveau canal dans un conduit en transportant de nombreux (i. e. dans la Fig. 1, cette fonction servirait à prélever (resp. injecter) dans le réseau en anneau, l'information destinée à (resp. provenant d') un sous-réseau) ;

**interconnexion et commutation**, cette fonction essentielle permet d'aiguiller l'information à chaque point interconnexion d'un réseau, afin de réaliser une liaison (virtuelle ou réelle) entre deux utilisateurs.

Des essais d'implantation tout optique de ces fonctions sont déjà en cours, par exemple, chez NTT au Japon [6] avec le projet 100 canaux, qui étudie quels sont les composants nécessaires à l'implantation d'un réseau optique WDM à 100 canaux.

## LE FILTRE SPECTRAL ACCORDABLE : UN COMPOSANT CLÉ ?

La réalisation technologique de ces fonctions passe, en effet, par l'utilisation de dispositifs optoélectroniques divers, existant déjà ou restant à développer, que présente le Tab. 1, tiré des études préliminaires effectuées chez NTT.

Comme on peut le constater, il apparaît que le filtre accordable est un composant, sinon indispensable, au moins très utile, à la réalisation d'un réseau tout optique à mul-

Fonctions	Dispositifs clés		
	Filtre accordable	Diode laser acc.	Conv. de fréquence
Multiplexage	oui	indispensable	
Diffusion /sélection	oui	indispensable	indispensable
Ajout/ suppression	oui	indispensable	oui
Intercon./commut.	indispensable	indispensable	indispensable
Détection	oui	oui	

TABLE 1: Fonctions et besoins technologiques d'un réseau basé sur le WDM (d'après [6]).

tipléxage de longueur d'onde. De plus, celui-ci peut aussi être utilisé au niveau de la détection, qui est alors dite, directe. En effet, si chacun des canaux est modulé en intensité, un simple filtre spectral accordable sélectionnera la longueur d'onde du canal désiré et une diode photosensible suffira à assurer la restitution de l'information. Le filtre se pose alors comme prétendant à la détection, à côté des techniques de détection synchrone. Ces dernières utilisent un oscillateur local (une source laser accordable) mélangé au signal provenant de la fibre. La détection est alors assurée sur le signal résultant, soit à fréquence nulle (détection homodyne), soit aux basses fréquences (détection hétérodyne), et présente des caractéristiques de bruit bien supérieures à la détection directe [7]. Cependant les difficultés d'implantation de cette technique sont encore réelles, et promettent un bel avenir à la détection directe, à moyen terme. Un dernier usage prometteur des filtres spectraux accordables nous est fourni par les liaisons transocéaniques vues plus haut. Il apparaît en effet que l'utilisation d'un filtre dans la liaison, y améliore grandement la caractéristique de bruit, par réduction du bruit lié à l'émission spontanée des amplificateurs à fibre (ASE). Ainsi, si la longueur d'onde filtrée peut être ajustée parfaitement (cela suppose donc que l'on dispose de filtres accordables), on abaisse d'un facteur 100000 le taux d'erreur<sup>6</sup> mesuré en fin de liaison [8]. Finalement, comme nous le verrons à la fin de ce mémoire, le filtre accordable peut aussi être utilisé pour obtenir une source laser accordable et modulable simple, étendant alors son spectre d'application au domaine de l'émission de l'information.

On a compris tout l'intérêt que présente le développement d'un filtre spectral accordable, élément multi-usages du futur réseau de télécommunications multi-services mondial.

Nous regarderons ainsi dans le chap. I, différentes techniques de filtrage spectral accordable en précisant leur domaine d'utilisation. Nous indiquerons alors le dispositif que nous avons choisi de développer, en correspondance avec un cahier des charges précis.

Puis le chap. II sera réservé à la modélisation du composant de façon simple, et à la comparaison avec de premiers résultats expérimentaux.

Cette comparaison nous amènera, dans le chap. III, à regarder plus précisément la propagation de la lumière dans le composant, et plus particulièrement l'influence de la géométrie des électrodes.

Le chap. IV concernera la caractérisation du procédé de fabrication, et son lien

---

6. Le taux d'erreurs correspond au rapport moyen entre le nombre d'erreurs commises et le nombre total de bit transmis. On considère que pour une liaison téléphonique (ou vidéo) il ne doit pas dépasser  $10^{-9}$ , mais pour une transmission de données informatiques, il peut être nécessaire d'atteindre  $10^{-16}$ , soit une erreur tous les dix millions de milliards de bits transmis.

avec les paramètres des modèles définis aux chap. II et chap. III. En utilisant un modèle plus complet, on montrera alors l'influence importante de la technologie sur les résultats observés. Cette compréhension accrue de la technologie, nous permettra de réaliser des composants montrant de nombreuses améliorations.

Ensuite le chap. V présentera quelques applications du composant, ainsi qu'une méthode pour en améliorer simplement les performances.

Finalement nous conclurons, en rappelant les points originaux développés dans ce mémoire.

# Chapitre I

## Le filtrage spectral en optique intégrée

*“On lui avait donné un filtre qui le fit tomber en fureur”  
d’après Rollin, Hist. Anc., Liv. XXV, I, II, 2.*

Il apparaît donc que le filtre spectral passe-bande accordable est un composant important, à moyen terme, dans le monde des télécommunications optiques. On en veut pour preuve l’importance des recherches dans ce domaine, qui a vu la mise en application, plus ou moins fructueuse, de nombreux principes physiques. Depuis le premier filtre à coupleur directif [9], jusqu’aux récents dispositifs utilisant des diodes laser à réflecteur de Bragg distribué [10] (DBR), c’est un vaste domaine de la recherche durant ces 20 dernières années qui trouve, ici, son expression. Nous avons donc dû limiter notre panorama du filtrage optique aux systèmes qui nous ont paru les plus mûrs technologiquement.

Avant de commencer cette revue, nous préciserons quels sont les paramètres importants à considérer dans un filtre spectral employé en télécommunications optiques.

Puis, nous étudierons les filtres interférentiels intégrés, directement inspirés des technologies massives.

Ensuite, nous verrons un type de filtre basé sur le couplage d’ondes orthogonales, principe très général qui a connu de nombreuses applications en optique intégrée. A chaque fois nous essayerons de présenter simplement le principe de fonctionnement, en s’attachant à faire comprendre qualitativement plutôt qu’à permettre une étude quantitative. Nous fournirons ensuite des valeurs numériques permettant la comparaison entre les différents principes de filtrage étudiés. Celles-ci seront, en général, tirées des résultats expérimentaux obtenus par diverses équipes de par le monde. On leur joindra des valeurs théoriques, indiquant les perspectives d’utilisation. Lorsque le principe n’aura été qu’incomplètement expérimenté, seules ces dernières valeurs seront présentées.

Enfin, nous conclurons en comparant les caractéristiques de tous les filtres et en discutant leur usage potentiel.



## I.1 Spécifications du filtrage optique

Afin de pouvoir comparer aisément les différents dispositifs de filtrage intégré, il nous faut déterminer des paramètres pouvant servir de critères quantitatifs objectifs. En somme, il nous faut connaître les spécifications (i. e. les différents points du cahier des charges) du composant intégré, ce que nous montre le Tab. I.1-1.

Symbole	Description	Échelle ou unité
N	nombre de canaux que l'on peut adresser	1
taux	taux d'accord : variation de la grandeur de réglage pour déplacer la longueur d'onde filtrée de $\delta\lambda$	mA ou V ou kHz ou ... / canal
reject.	taux de réjection minimal entre canaux	dB
$\lambda_0$	longueur d'onde centrale du filtrage	$\mu\text{m}$
$\Delta\lambda$	plage d'accord	nm
$\delta\lambda$	largueur de la bande passante mesurée à mi-hauteur (FWHM)	nm
polar.	sensibilité à la polarisation	nulle, faible, forte
$\tau$	temps de commutation entre canaux	ns
pertes	pertes optiques	dB
robust.	résistance aux contraintes mécanique, thermique...	grande, moyenne, faible
util.	difficulté d'utilisation	simple, moyenne, complexe
fabric.	difficulté de fabrication	simple, moyenne, complexe

TABLE I.1-1: Caractéristiques d'un filtre optique intégré.

La plupart des caractéristiques retenues s'expliquent d'elle-mêmes, dans le cadre, par exemple, de l'utilisation du filtre dans une liaison par WDM. Cependant nous allons détailler quelques points qui nous semblent le mériter.

Le taux de réjection du filtre (reject.) est défini comme le rapport entre l'amplitude maximale de la transmittance du filtre en dehors d'une bande de largeur  $2\delta\lambda$  centrée sur la longueur d'onde centrale du filtre (tout en restant dans la plage d'accord  $\Delta\lambda$ ), et l'amplitude du maximum de la transmittance. Il représente fréquemment le rapport entre l'amplitude maximale des lobes latéraux que présente la transmittance et le maximum de cette transmittance.

La longueur d'onde centrale du filtre ( $\lambda_0$ ) est prise pour référence autour de  $1.5 \mu\text{m}$ . C'est en effet cette longueur d'onde que tendent à utiliser les opérateurs de télécommunications, afin de profiter du minimum d'atténuation dans les fibres en silice. De plus, si la spécification vraiment importante du filtre est le nombre de canaux que l'on peut adresser (N), il ne faut cependant pas négliger l'importance individuelle des deux paramètres qui permettent son évaluation (i. e.  $N = \Delta\lambda/\delta\lambda$ ). En effet, la plage d'accord du filtre ( $\Delta\lambda$ ) doit être assez étroite pour permettre l'utilisation d'amplificateur optique dans la liaison. Les amplificateurs à fibre dopée à l'erbium<sup>1</sup> présentent, à l'heure actuelle, une

1. Ce sont les seuls à travailler autour de  $1.5 \mu\text{m}$ . Les amplificateurs à semi-conducteur, plus



bande d'amplification utilisable d'environ 10 nm (soit 1400 GHz), qui donne une idée du  $\Delta\lambda$  maximal acceptable. La largeur à mi-hauteur de la bande passante du filtre ( $\delta\lambda$ ) présente-elle aussi un intérêt intrinsèque dans le cadre des spécifications d'une liaison par WDM. Elle est conditionnée par la largeur spectrale de la source laser constituant un canal élémentaire et surtout par le débit d'information sur ce canal. En effet, la bande spectrale porteuse de l'information subira un élargissement environ égal au double de ce débit<sup>2</sup>. Lorsque celui-ci deviendra important, c'est bien lui qui conditionnera la largeur de la bande spectrale porteuse de l'information, la largeur spectrale de la source étant alors négligeable (on réalise couramment des diodes laser dont la largeur de raie est inférieure à 10 MHz [12]), comme le montre la Fig. I.1-1.

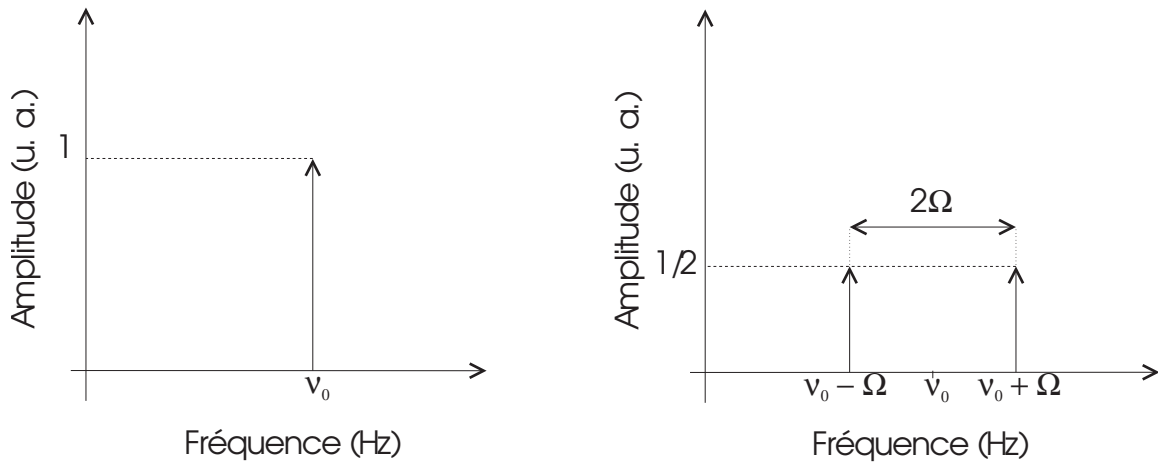


FIGURE I.1-1: Effet d'élargissement d'une raie monochromatique ( $\lambda_0$ ) par modulation d'intensité sinusoïdale à la fréquence  $\Omega$ .

Ainsi selon l'application recherchée, la valeur de  $\delta\lambda$  pourra fortement varier. Par exemple, elle ne saurait être la même dans le cas d'une liaison haut débit par WDM sur réseau national (20 GBit.s<sup>-1</sup>/canal) et une distribution de TVHD par WDM à 30 MBit/s par canal. Il est en effet préférable d'adapter la largeur de la bande passante au filtre à celle de la bande spectrale de l'information. On réduit ainsi le bruit à la détection. Dans le premier cas nous aurons un espacement minimal entre canaux d'environ 120 GHz (soit 0.8 nm) et une largeur de bande spectrale porteuse de l'information supérieure à 40 GHz (soit 0.3 nm). La largeur à mi-hauteur de la bande passante du filtre sera d'environ 0.5 nm et on ne pourra utiliser que peu de canaux (une dizaine environ) [13]. Dans l'autre cas, les canaux pourront être beaucoup plus proches et l'espacement minimal sera alors dicté par les possibilités de la source multi-longueurs d'onde et par la stabilité de la liaison. On peut penser qu'un espacement entre canaux de quelques GHz est imaginable. La largeur à mi-hauteur de la bande passante du filtre devrait alors être inférieure à la dizaine de GHz (soit environ 0.05 nm, ou 0.5 Å), et le nombre de canaux sera très important (plus de cent) [14]. Ainsi le débit d'information est directement relié aux spécifications déterminant le choix du filtre accordable à utiliser. Selon l'usage que l'on veut en faire, la considération des trois paramètres,  $\Delta\lambda$ ,  $\delta\lambda$  et  $N$ , est indispensable.

prometteurs dans le cadre d'une intégration poussée, ne fonctionnent, à l'heure actuelle, qu'à 1.3  $\mu\text{m}$  tout en présentant une largeur de bande d'amplification comparable.

2. En fait, selon le codage en ligne utilisé, la largeur de bande à 90% d'énergie varie de 0.86 fois le débit (codage NRZ) à 3 fois le débit (codage bi-phase) [11].



On a aussi retenu comme critère de spécification du filtre accordable, le temps de commutation entre canaux. Si celui-ci peut être très inférieur à la durée du temps bit (disons  $\tau \approx 1/3$  durée d'un bit), il ouvre la possibilité d'un routage optique de l'information. En effet, le filtre permet ainsi la sélection d'un nouveau canal sans perte d'information, autorisant son utilisation à des fonctions de commutation et d'interconnexion sur les réseaux en WDM, ainsi que nous l'avons vu dans l'introduction. De plus, dans le cadre d'un schéma de réseau fonctionnant en détection directe, ce critère sur le temps de commutation, permet de changer de canal détecté, sans perte d'informations.

La sensibilité à la polarisation du filtre a été quantifiée en trois niveaux :

**forte**, lorsque le dispositif pouvait ne pas fonctionner du tout selon certains états de polarisation d'entrée (présence d'un polariseur en entrée, par exemple),

**faible**, lorsque l'évolution de la polarisation n'empêchait pas le fonctionnement du filtre mais faisait varier son efficacité de quelques dB, amenant une simple pénalité à la liaison,

**nulle**, lorsque l'état de polarisation de la lumière en entrée du dispositif n'avait aucune influence sur le signal de sortie,

Un exemple de spécification de filtre spectral accordable nous est fourni par le Centre National d'Etude des Télécommunications (CNET), dans le cadre d'une transmission numérique (où un taux de réjection entre canaux de 10 dB peut s'avérer suffisant) par WDM de 16 canaux de téléphonie (522 MBit.s<sup>-1</sup>/canal) avec possibilité d'utilisation comme élément de commutation, ou de détection directe. Les gabarits spectraux du filtre et de la liaison sont schématisés sur la Fig. I.1-2.

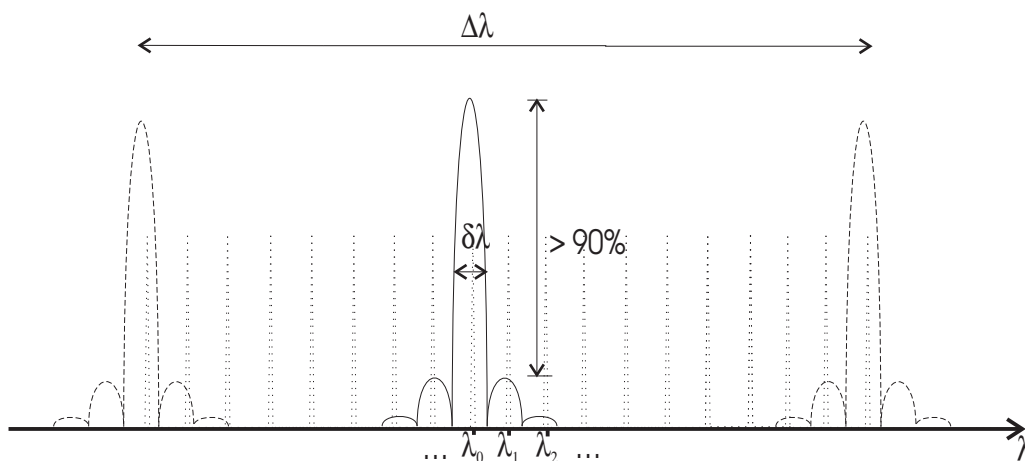


FIGURE I.1-2: Gabarit de filtrage (trait plein et accord maximal en tirets) pour la détection directe d'un canal parmi 16 (pointillés).

On remarquera ici, tout particulièrement, la condition sur le taux de réjection entre canaux. Ainsi, les spécifications numériques d'un filtre utilisable dans une telle liaison pourraient être les suivantes [15] :

Nous avons maintenant les outils nécessaires à l'évaluation et la comparaison des différentes techniques de filtrage qui s'offrent à l'utilisation en optique intégrée. Nous allons les passer en revue, en fournissant les valeurs expérimentales des spécifications que nous avons retenues, lorsque celles-ci seront disponibles. Dans tous les cas, nous donnerons des



Symbole	Magnitude
N	16
taux	qq. unités / canal
reject.	$\approx 10$ dB
$\lambda_0$	$1.55 \mu\text{m}$
$\Delta\lambda$	$\approx 10$ nm
$\delta\lambda$	$\approx 0.5$ nm
polar.	faible
$\tau$	10 ns
pertes	5 dB
robust.	grande (à terme)
util.	simple
fabric.	simple (à terme)

TABLE I.1-2: Spécifications d'un filtre accordable typique.

valeurs théoriques à une longueur d'onde de fonctionnement du filtre proche de  $1.5 \mu\text{m}$ , afin de faciliter les comparaisons. On les corrigera si nécessaire lorsqu'elles auront été fournies pour une autre longueur d'onde (souvent  $1.3 \mu\text{m}$ ). De plus on donnera une évaluation du domaine d'évolution possible de certaines grandeurs (comme  $\delta\lambda$ ) qui pourraient avoir un intérêt, comme on l'a souligné ci-dessus.

## I.2 Les filtres interférentiels

Ce type de filtre est le premier qui ait été mis en oeuvre dans des systèmes de télécommunications expérimentaux, en utilisant des dispositifs massifs du marché, comme les filtres de Pérot-Fabry accordables. Cependant, l'accord de ces filtres est souvent assuré de manière mécanique (miroirs montés sur cales piézo-électriques), ce qui ne permet pas leur intégration directe.

### I.2.1 Principes de fonctionnement

L'intégration d'un filtre interférentiel est passée par l'application d'un principe connu depuis longtemps, la mise en cascade d'interféromètres [16]. Ainsi, si on accole deux interféromètres à ondes multiples, des Pérot-Fabry intégrés par exemple, on obtient la réalisation de la Fig. I.2-1.

La fonction d'appareil d'un tel dispositif devient intéressante si les deux Perot-Fabry ont un intervalle spectral libre (ISL) voisin. On obtient alors un effet de vernier [17], comme le montre la Fig. I.2-2.

On obtient ainsi un filtre ayant un ISL important tout en assurant une faible largeur de raie. Par exemple, si les deux Pérot-Fabry ont des ISL différant de 10%, l'ISL du filtre résultant sera 10 fois plus important que celui d'un filtre utilisé seul. En somme, on augmente très fortement la finesse (i. e. le rapport  $F = \text{ISL}/\delta\lambda$ ) du Pérot-Fabry, qui devient quasi-indépendante de la réflectance des miroirs. L'accord du filtre est obtenu en faisant varier la longueur optique des cavités par modification de leurs indices. On utilise,



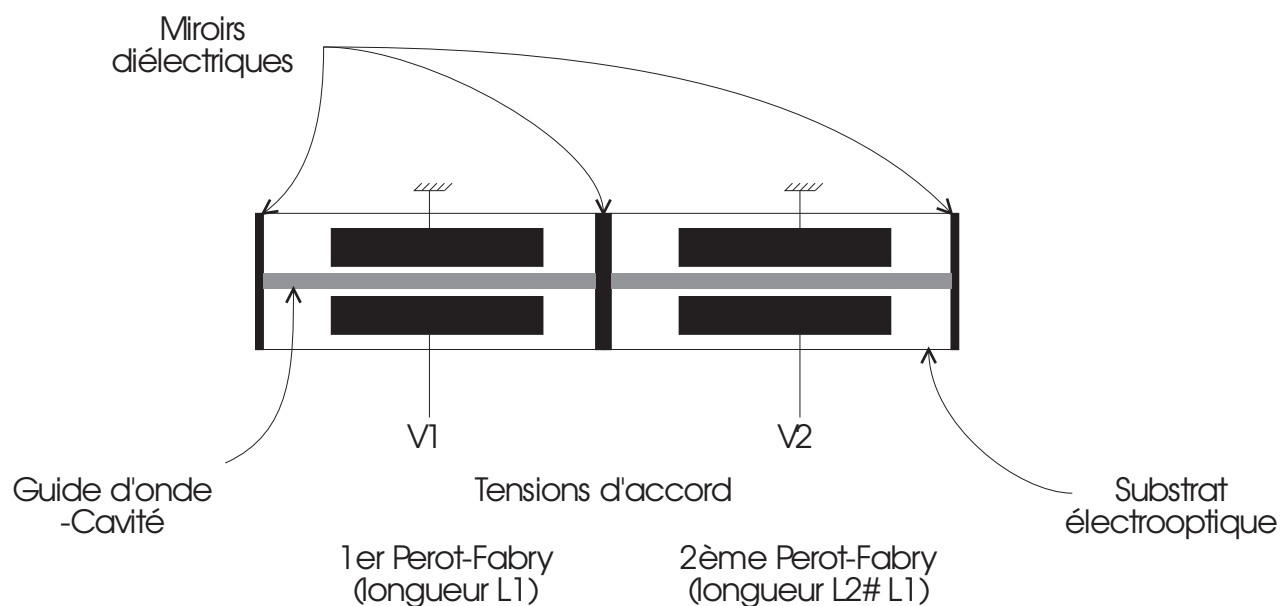


FIGURE I.2-1: Mise en cascade de deux Pérot-Fabry accordables, intégrés sur niobate de lithium.

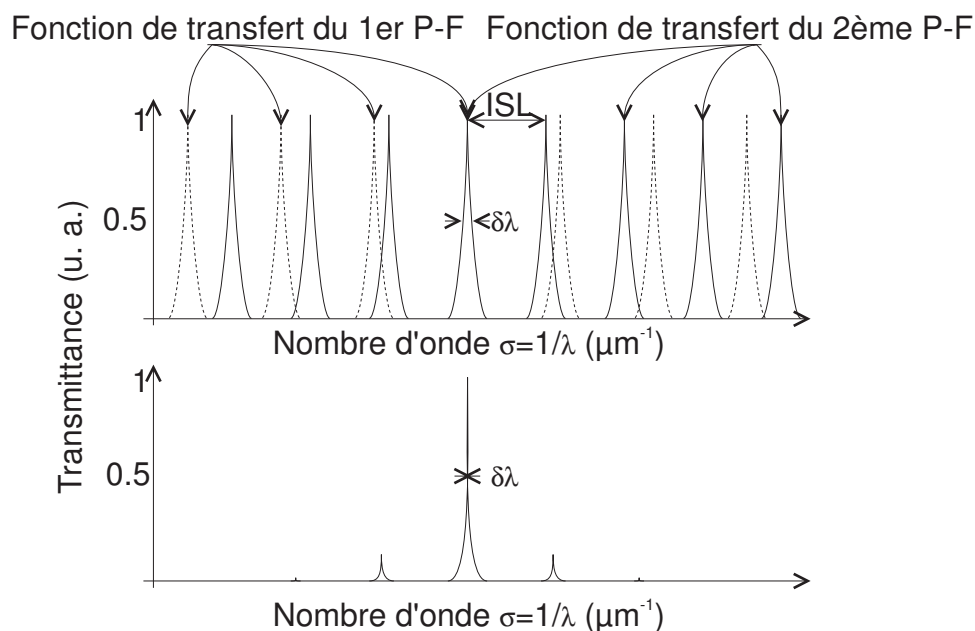


FIGURE I.2-2: En haut, transmittance de deux Pérot-Fabry de longueurs différentes ; en bas, transmittance de ces deux interféromètres en série.



en effet, ici, un substrat électro-optique, c'est à dire dont les indices varient en fonction du champ électrique qu'on lui applique.

Le principe de mise en cascade peut s'appliquer à des filtres basés sur des interféromètres à deux ondes, comme l'interféromètre de Mach-Zehnder. D'ailleurs, ces filtres étant beaucoup moins sélectifs (finesse très petite), cette mise en cascade est la condition sine qua non à une utilisation en télécommunications. On obtient ainsi le schéma de la Fig. I.2-3.

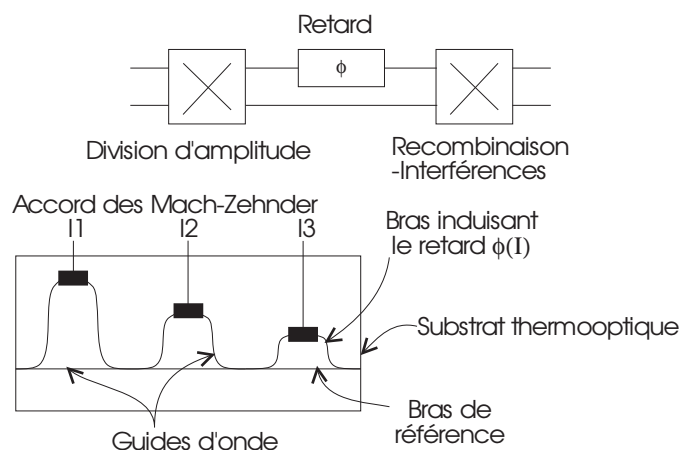


FIGURE I.2-3: En haut, principe de fonctionnement de l'interféromètre de Mach-Zehnder ; en bas, intégration de trois Mach-Zehnder en cascade, sur silicium.

Ici le retard supplémentaire introduit sur l'un des bras de l'interféromètre (?), est créé par l'allongement du trajet parcouru par la lumière. La fonction de transfert de ce dispositif est figurée sur la Fig. I.2-4.

L'accord du filtre est obtenu par la modulation des retards? de chacun des filtres afin de déplacer leurs maxima de transmission. Il suppose une loi de commande assez complexe, surtout si l'on désire un ISL important et un  $\delta\lambda$  faible. Dans ce cas il y aura, en effet, de nombreux Mach-Zehnder en série, d'où une commande de l'accord délicate à effectuer. L'ISL du filtre est celui de la section ayant le plus grand ISL, comme cela apparaît clairement sur la Fig. I.2-4.

## I.2.2 Quelques exemples d'application

Le filtre interférentiel intégré basé sur la mise en cascade de deux interféromètres de Fabry-Pérot n'a, à notre connaissance, jamais été expérimenté. Cependant des études théoriques [18], et celles effectuées sur des composants massifs [17], ont montré son intérêt. La configuration étudiée était celle de la Fig. I.2-1 et ses performances théoriques sont résumées dans le tableau de la Fig. I.2-5.

La difficulté d'utilisation est liée à la loi d'accord complexe qui régit la sélection des canaux, nécessitant l'usage d'un synthétiseur numérique de tension. Celui-ci limite aussi fortement la vitesse de commutation. On remarquera la faible robustesse, liée au principe de filtrage résonnant. Ainsi les effets d'une variation d'indice dans le milieu (d'origine thermique, via l'effet thermo-optique, par exemple), seront littéralement amplifiés par les multiples aller-retours de la lumière dans la cavité-guide d'onde. Parallèlement, les contraintes de fabrication risquent de devenir très sévères.



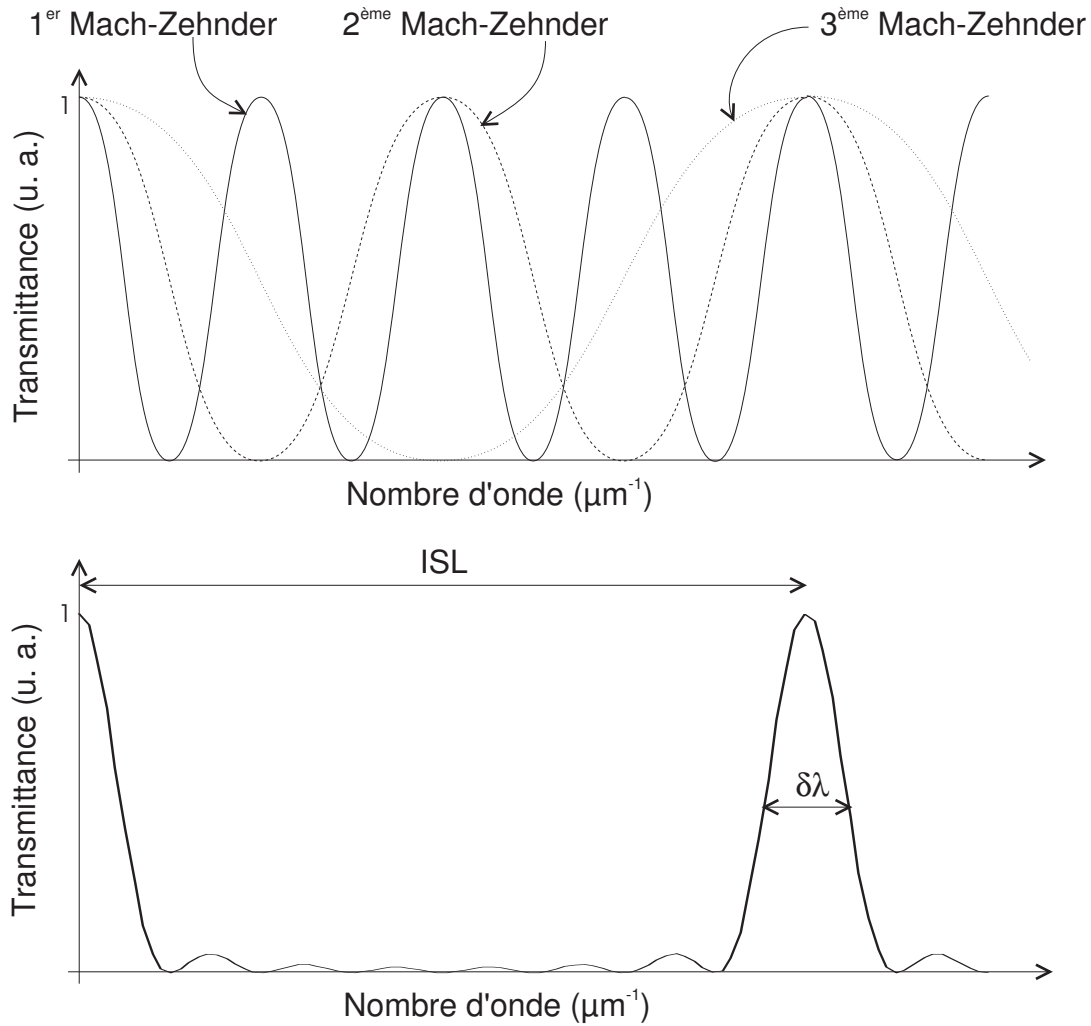


FIGURE I.2-4: En haut, fonction de transfert individuelle des trois Mach-Zehnder ; en bas, fonction de transfert des trois Mach-Zehnder en série.

L'autre principe interférentiel, mettant en oeuvre une cascade d'interféromètres à deux ondes de Mach-Zehnder, a, lui, été expérimenté [19]. On a ainsi implanté sur un substrat de silicium sept Mach-Zehnder en cascade, dont l'accord est assuré thermiquement (utilisation de l'effet thermo-optique). Les performances d'un tel dispositif sont données dans le tableau de la Fig. I.2-6.

Lenteur et complexité d'utilisation sont liées, car il est nécessaire d'ajuster sept Mach-Zehnder (par échauffement local d'un des bras, donc avec une constante de temps d'environ 10ms) afin de choisir la longueur d'onde filtrée, dans le signal d'entrée. Au lieu d'utiliser un substrat de silicium (accord thermo-optique) on peut imaginer prendre un substrat électro-optique comme le niobate de lithium. Les temps de commutation (accord électro-optique) diminueraient alors fortement. Cependant les guides obtenus sur silicium permettent d'utiliser des courbes de très faible rayon pour les bras de l'interféromètre, ce qui n'est pas possible avec la filière niobate de lithium. Une cascade de sept Mach-Zehnder sur ce dernier substrat, pourrait difficilement être manipulée.



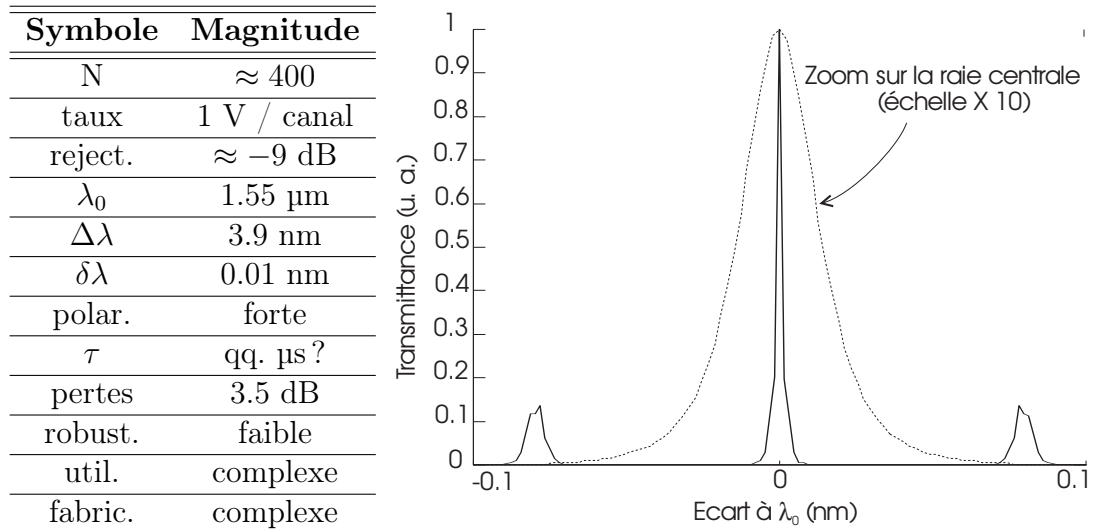


FIGURE I.2-5: Performances et transmittance théorique d'un filtre à deux cavités Fabry-Pérot intégrées en cascade.

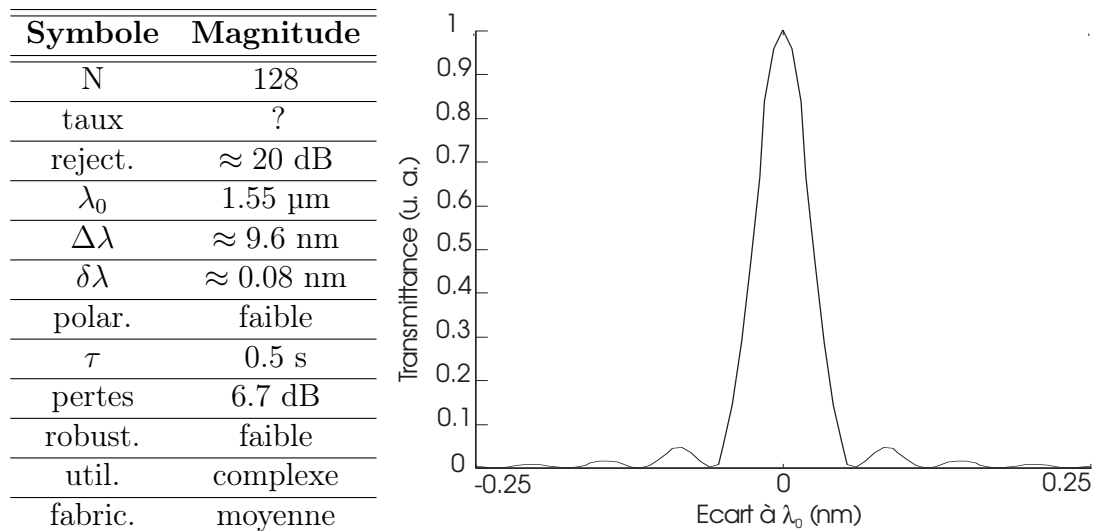


FIGURE I.2-6: Performances d'un filtre composé de sept Mach-Zehnder intégrés en cascade sur Si et transmittance théorique.





### I.3 Les filtres à couplage à deux ondes

Une autre classe de filtres, typiques de l'optique intégrée, est constituée par les dispositifs dans lesquels on provoque localement le transfert de puissance entre deux ondes<sup>3</sup> pouvant se propager dans le composant. On obtient un effet de filtrage si ce transfert est dépendant de la longueur d'onde, et permet la séparation des ondes en sortie du système. Il est bien sûr que cette division en classe ne présente pas des limites bien distinctes, et ne dépend bien souvent que du modèle utilisé pour décrire les phénomènes physiques mis en jeu. Ainsi, le filtre interférentiel de Mach-Zehnder peut être décrit par ce formalisme, si l'on considère les deux bras du guide comme une seule structure guidante, ou bien encore, le filtre à ondes couplées utilisant un réflecteur de Bragg, peut aussi être décrit comme un dispositif à interférences multiples. Il nous a semblé cependant que les filtres étudiés ci-dessous présentaient suffisamment de similitudes, pouvant justifier ce regroupement.

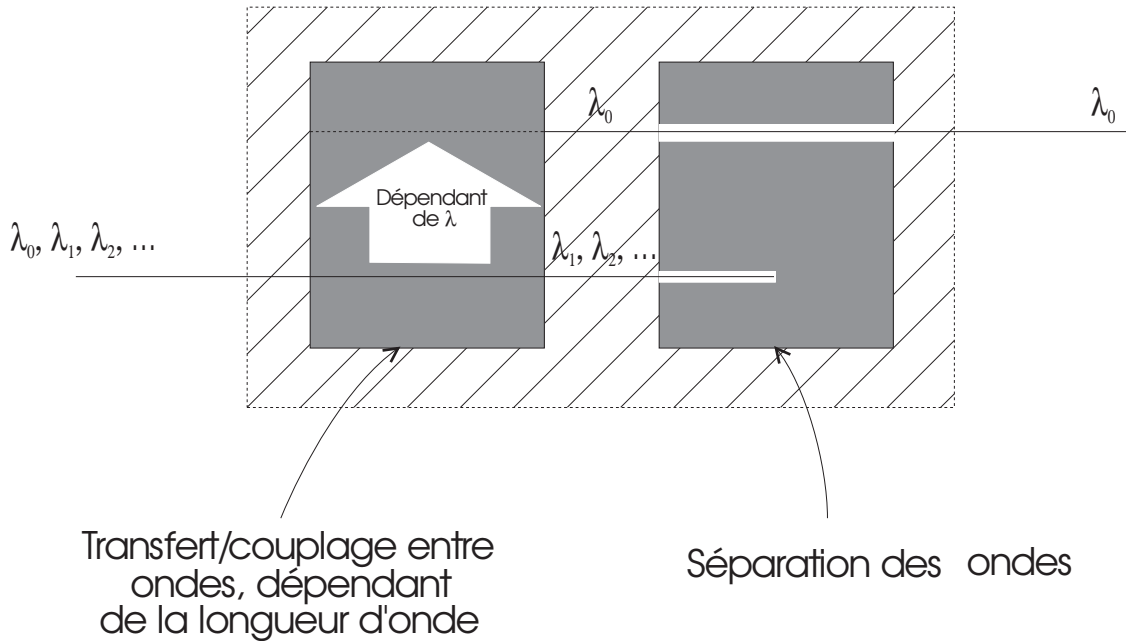


FIGURE I.3-1: Principe général des filtres à couplage d'ondes orthogonales. Filtrage d'une source multicolore ( $\Sigma\lambda_i$ ) afin d'en extraire une seule longueur d'onde ( $\lambda_0$ ).

Souvent la fonction de séparation des ondes peut être inversée et permettre la réalisation d'un filtre coupe-bande, plutôt que passe-bande (i. e. le filtre laisserait passer toutes les longueurs d'onde, sauf  $\lambda_0$ ).

Nous allons maintenant exposer le principe général de fonctionnement de cette classe de filtre en montrant les méthodes de transfert d'énergie entre les deux ondes. Ensuite nous étudierons les possibilités de modification de la valeur de la longueur d'onde où ce transfert a lieu. Enfin, nous rapporterons les résultats expérimentaux, obtenus par l'application pratique de ces principes généraux.

3. Celles-ci étant naturellement non couplée, comme, par exemple, deux modes d'un guide d'onde, deux ondes ayant des polarisations orthogonales, ou situées très loin l'une de l'autre, ou encore, se propageant en sens contraire.



### I.3.1 Transfert de puissance entre deux ondes orthogonales

On va considérer une structure dans laquelle peuvent se propager, selon Z, deux ondes planes dont les champs électriques  $E_1$  et  $E_2$ , d'amplitude<sup>4</sup> respective  $a_1$  et  $a_2$ , et de constante de propagation  $\beta_1$  et  $\beta_2$  prennent la forme :

$$\begin{aligned}\vec{E}_1 &= \vec{a}_1(z)e^{-j\beta_1 z} \\ \vec{E}_2 &= \vec{a}_2(z)e^{\pm j\beta_2 z}\end{aligned}\tag{I.3-1}$$

avec  $\vec{a}_1(z)$  et  $\vec{a}_2(z)$  vecteurs amplitude des ondes dont le module varie lentement selon Z,  $\beta_1 > 0$  et  $\beta_2 > 0$  constantes de propagation des deux ondes lumineuses,  $\beta_i = \frac{2\pi}{\lambda} = 2\pi \frac{\nu}{v_i}$ ,  $n_i$  indice effectif vu par l'onde  $i$ ,  $\lambda$  longueur d'onde dans le vide,  $\nu$  fréquence d'oscillation du champ de l'onde lumineuse et  $v_i$  vitesse de propagation de la phase de l'onde  $i$ .

On décompose ici l'amplitude de l'onde en une partie oscillant rapidement, où apparaît la constante de propagation, et une autre, variant lentement, en raison du couplage entre les deux ondes pouvant se propager dans la structure. Le signe  $\pm$  devant la constante de propagation de la deuxième onde, montre qu'elle peut se propager selon les  $z$  croissants ou décroissants. Dans une certaine zone de l'espace, on assure un faible couplage entre ces deux ondes, naturellement indépendantes, permettant l'existence d'un transfert réciproque de puissance. Supposons maintenant que seule l'onde  $E_1$  existe à une extrémité de la structure. Lors de sa propagation, elle va exciter l'onde  $E_2$  à travers le couplage. Cependant la puissance transportée par l'onde  $E_2$  (i. e. son amplitude) ne pourra augmenter significativement que s'il y a accord de phase entre les deux ondes. Dans le cas contraire, les contributions successives de l'onde  $E_1$  ne s'ajouteront pas de façon constructive, et ne pourront faire croître l'amplitude de l'onde  $E_2$ <sup>5</sup>. Cette condition d'accord de phase s'exprime simplement, dans notre cas, par la relation suivante :

$$\beta_1 = \beta_2\tag{I.3-2}$$

avec  $\beta_1, \beta_2$  constantes de propagation.

Dans le cas où les deux ondes n'ont pas même constante de propagation, on peut cependant assurer un transfert de puissance significatif entre les deux ondes. Il faut réaliser un couplage non plus constant, mais périodique. La structure réalisant une telle fonction est appelée réseau. Sa période ( $\Lambda$ ) doit satisfaire à la loi de Bragg, couramment utilisée en théorie de la diffraction par les structures périodiques :

$$\vec{\beta}_2 = \vec{\beta}_1 + \vec{K}\tag{I.3-3}$$

avec  $\vec{\beta}_1 = \beta_1 \vec{u}$  vecteur d'onde de l'onde 1,  $\vec{\beta}_2 = \pm \beta_2 \vec{u}$  vecteur d'onde de l'onde 2,  $\vec{K} = \pm \frac{2\pi}{\Lambda} \vec{u}$  vecteur d'onde du réseau et  $\vec{u}$  vecteur unitaire de l'axe Z dirigé selon les  $z$  croissants.

On a considéré ici le seul cas de l'interaction colinéaire (les deux ondes se propagent dans la même direction, Z), où le réseau est placé parallèlement à la direction de propagation des deux ondes. De plus, on remarquera le signe  $\pm$  dans l'expression de K. En effet, un réseau n'ayant pas de sens privilégié de fonctionnement (i. e. il peut fonctionner

4. On peut considérer que la puissance transportée par les deux ondes est proportionnelle, respectivement, à  $|a_1|^2$  et  $|a_2|^2$ . Les puissances moyennes  $|a_1|^2$  et  $|a_2|^2$  varient lentement (par rapport à la période spatiale des oscillations du champ optique) au cours de la propagation à cause du couplage entre ondes, mais la puissance totale transportée  $|a_1|^2 + |a_2|^2$  se conserve. Il y a échange d'énergie.

5. Il est très difficile, par exemple, de faire gagner de l'altitude à un enfant sur une balançoire en le poussant avec une force et une direction aléatoire (i. e. pas en phase)...



en transmission ou en réflexion), son vecteur d'onde associé a deux sens, mais une seule direction. La Fig. I.3-2 présente les différentes possibilités de l'accord de phase colinéaire, avec ou sans réseau, décrites par les relations vectorielles (I.3-2) et (I.3-3).

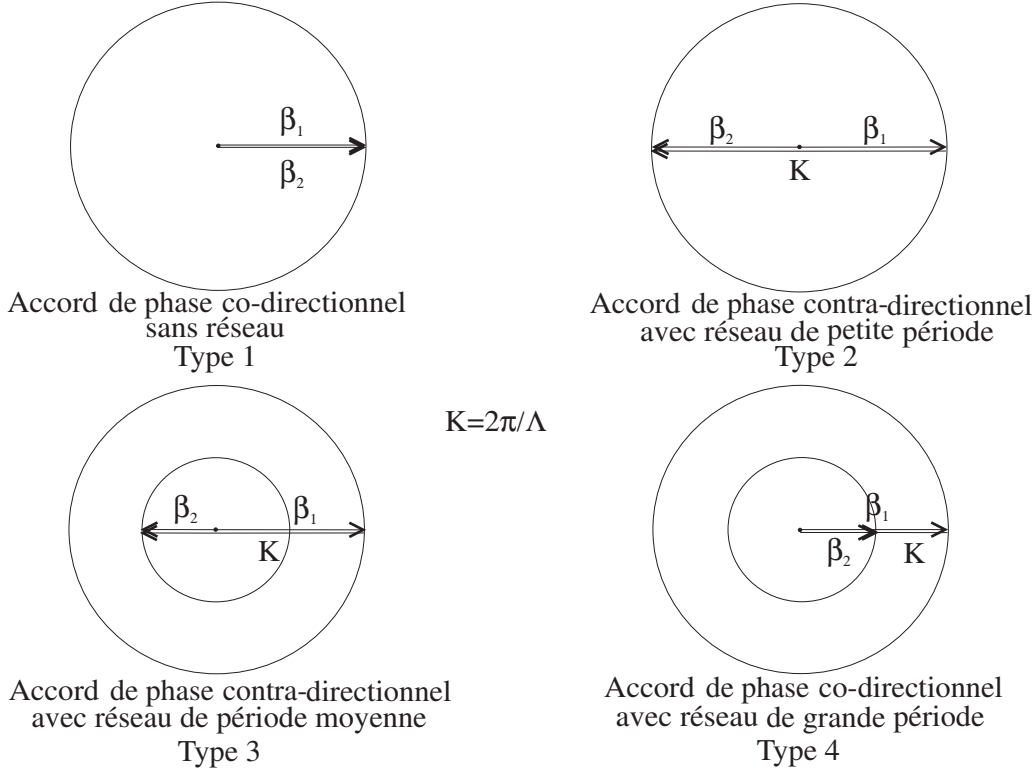


FIGURE I.3-2: Différentes possibilités d'accord de phase entre deux ondes, avec et sans réseau, dans le cas d'ondes colinéaires, se propageant dans un milieu anisotrope uniaxe, perpendiculairement à l'axe optique.

Cette figure montre les possibilités de couplage entre les deux ondes pouvant exister dans la structure. Cependant, afin d'obtenir un fonctionnement en tant que filtre, ce couplage doit dépendre de la longueur d'onde. De plus, il doit être possible de déplacer la longueur d'onde où le couplage est maximal (i. e. où il y a accord de phase parfait), afin d'autoriser l'accord du filtre spectral.

C'est le principe de ces deux fonctions que nous allons voir maintenant.

### I.3.2 Dépendance en longueur d'onde du couplage et accord

Les diagrammes représentant l'accord de phase de la Fig. I.3-2 sont en fait corrects pour une seule longueur d'onde,  $\lambda_0$ . En effet, une des propriétés intrinsèques de tous les matériaux est la dispersion chromatique. Cet effet se traduit par une variation de la vitesse de propagation de l'onde lumineuse, en fonction de sa fréquence. Plus la longueur d'onde est élevée (ou sa fréquence faible), plus elle se déplace rapidement dans le matériau (i. e. plus l'indice de réfraction sera faible<sup>6</sup>). De plus, dans le cas d'ondes guidées, s'ajoute la

6. L'indice ne pourra cependant être inférieur à 1, valeur qu'il a dans le vide, où la lumière se propage à la vitesse... de la lumière ( $c \approx 3 \cdot 10^8$  m/s). Aux fréquences optiques ( $\approx 100$  THz), l'indice de réfraction des matériaux courants est compris entre 1.3 et 4, réduisant du même facteur la vitesse de propagation maximale de la lumière.



dispersion liée à la propagation, la dispersion modale. Elle a une influence encore plus grande sur la vitesse de propagation de l'onde, ainsi que nous le verrons au chap. III.

Ainsi, à une longueur d'onde différente de  $\lambda_0$ , les constantes de propagation des deux ondes E1 et E2 seront différentes, et leurs vecteurs d'onde varieront d'autant. Les conditions (I.3-2) et (I.3-3) ne seront plus vérifiées, il n'y aura plus accord de phase (cf. Fig. I.3-2). La puissance lumineuse ne sera qu'imparfaitement transférée entre les ondes, et ceci d'autant plus que l'on s'éloignera de la condition d'accord de phase. On obtiendra bien ainsi un effet de filtrage spectral.

Afin de visualiser ce phénomène, on peut représenter les vecteurs d'onde dans un diagramme, qui n'est plus fonction de l'espace, mais de la longueur d'onde. La dispersion des constantes de propagation en fonction de la longueur d'onde peut y être représentée par un segment de droite, car nous nous plaçons dans un faible domaine spectral.

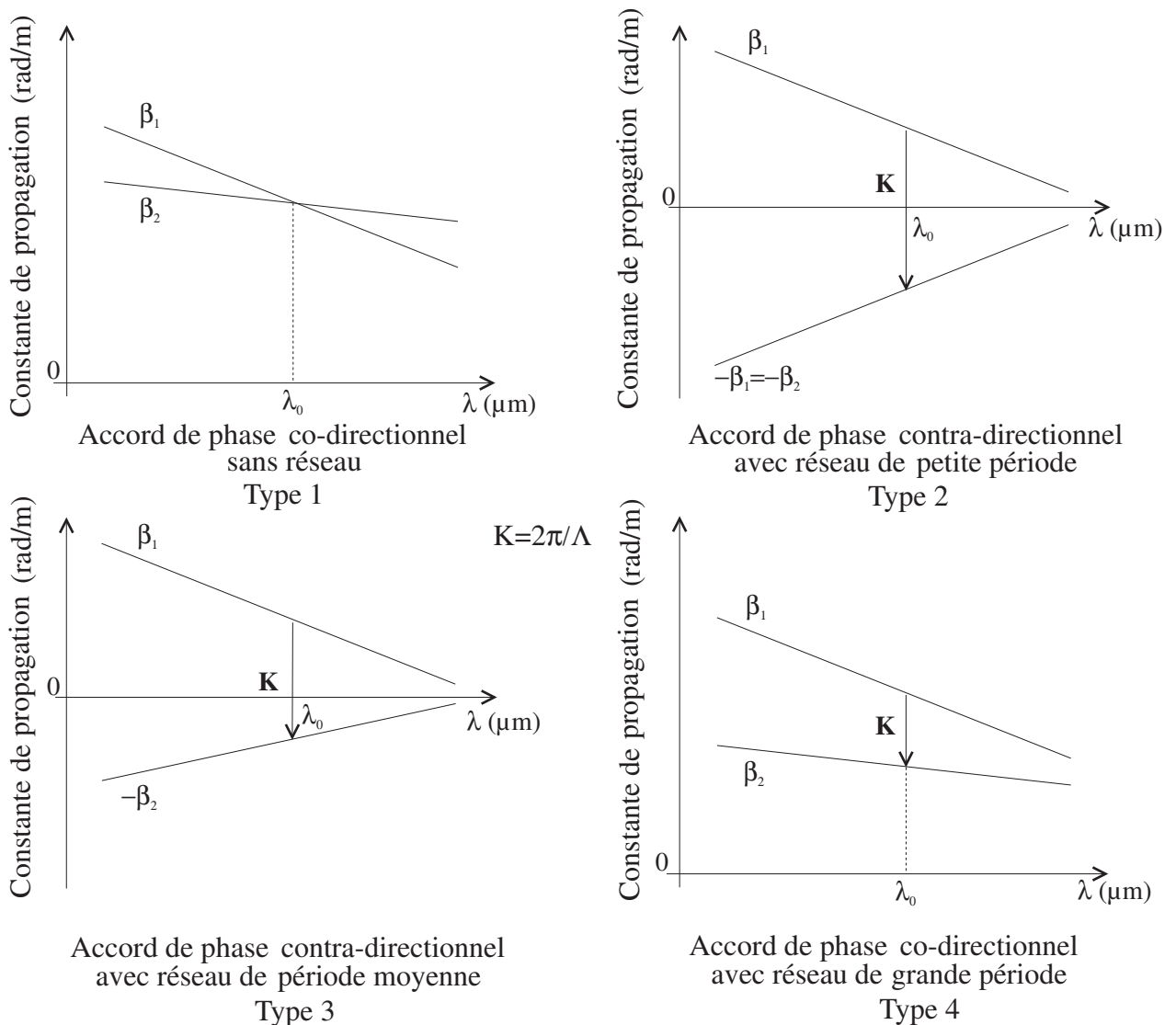


FIGURE I.3-3: Dépendance en longueur d'onde de la condition d'accord de phase, dans les quatre cas de la Fig. I.3-2.

Les possibilités de déplacement de la longueur d'onde à laquelle a lieu l'accord de phase, donc le transfert maximal de puissance, sont peu nombreuses. L'une d'elle consiste



à modifier les valeurs des constantes de propagation (i. e. la dispersion de la structure), afin de déplacer les courbes de dispersion. L'accord de phase s'établira alors à une autre longueur d'onde,  $\lambda_1$ . L'autre méthode, qui ne s'applique qu'aux structures à couplage périodique (réseau), consiste à modifier la période du couplage  $\Lambda$ . On se place ainsi à une autre longueur d'onde,  $\lambda_1$ , où un nouvel accord de phase permettra un couplage maximal entre les deux ondes. Ces deux méthodes sont résumées simplement sur la Fig. I.3-4.

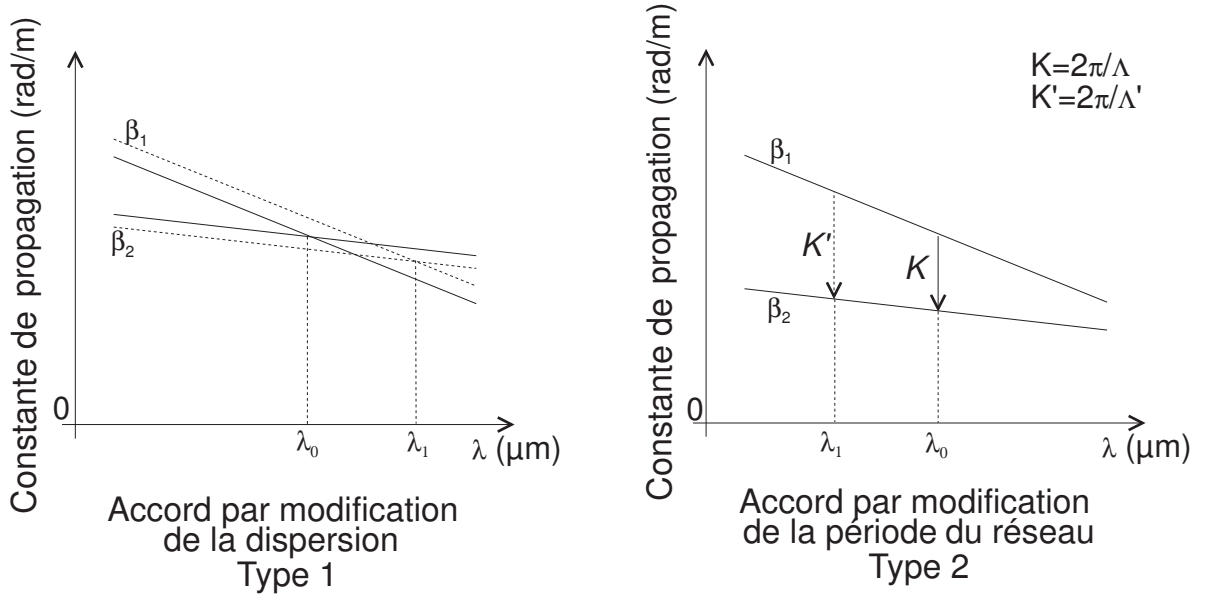


FIGURE I.3-4: Possibilités d'accord de la longueur d'onde où a lieu l'accord de phase.

### I.3.3 Quelques exemples d'application

#### I.3.3.1 Couplage codirectionnel sans réseau

Ce type de dispositif est un des plus vieux principes de filtrage mis en application en optique intégrée [20], [9]. Il porte le nom de coupleur directif. La Fig. I.3-5 montre schématiquement son aspect [21].

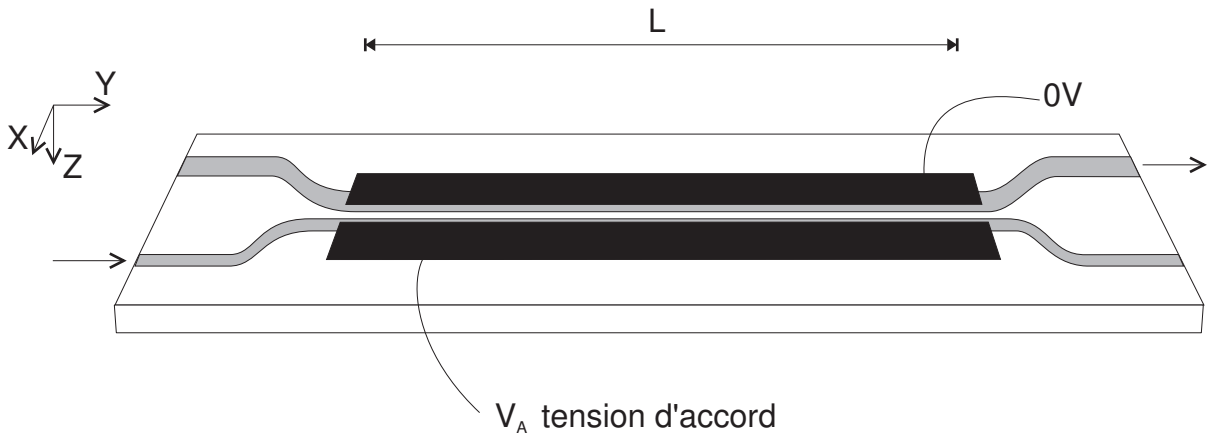


FIGURE I.3-5: Coupleur directif sur  $\text{LiNbO}_3$ .



Les deux ondes considérées sont les deux modes fondamentaux des deux guides parallèles. Le couplage entre ces deux ondes est assuré dans la zone de longueur  $L$  par rapprochement des guides, et donc par superposition des champs optiques. La sélectivité en longueur d'onde du couplage, est créée par l'utilisation de deux guides de dispersion chromatique différente, ne s'égalant que pour une seule longueur d'onde. On obtient cet effet en utilisant des guides de largeur et d'indice de surface différents. L'accord est réalisé par l'intermédiaire d'électrodes coplanaires, qui, via l'effet électro-optique, modifient dans des sens opposés les deux courbes de dispersion. La séparation de l'onde couplée est obtenue grâce à la séparation spatiale des guides en sortie du filtre, l'onde couplée se trouvant dans un guide et le reste du signal demeurant sur l'autre.

On est dans le cas d'un couplage de type 1, avec un accord de type 1.

Symbole	Valeur exp.	Valeur théo.
$N$	2	2.L
taux	8 V /canal	5/L
reject.	4 dB	9.5 dB
$l_0$	1.5 $\mu\text{m}$	1.55 $\mu\text{m}$
$\Delta\lambda$	120 nm	>120 nm
$\delta\lambda$	75 nm	50 / L
polar.	forte	forte
$\tau$	100 $\mu\text{s}$	0.1.L ns
pertes	8 dB	2 dB
robust.	moyenne	moyenne
util.	moyenne	moyenne
fabric.	simple	simple

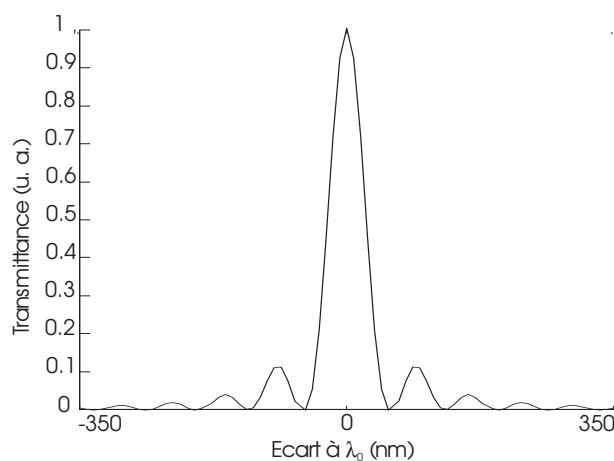


FIGURE I.3-6: Performances expérimentales et théoriques d'un filtre à coupleur directif de longueur  $L$  (exprimée en cm). Transmittance théorique du coupleur expérimental.

Les performances d'un composant de longueur de couplage  $L=9$  mm, sont résumées dans le tableau Fig. I.3-6. Les valeurs théoriques sont évaluées d'après le modèle de [9].

Le temps de commutation théorique, pourrait être atteint en utilisant des électrodes à onde progressive, et non plus de simples électrodes capacitives.

### I.3.3.2 Couplage codirectionnel à réseau

Sous ce principe on trouve de nombreuses réalisations expérimentales qui se différencient soit par la méthode d'obtention du réseau de couplage, soit par la méthode d'accord. Ils sont souvent appelés convertisseur de polarisation TE/TM.

En effet, tous ces dispositifs reposent sur l'utilisation de deux ondes de polarisation orthogonales se propageant dans un même guide d'onde anisotrope. On utilise, en général, les deux modes fondamentaux du guide qui sont dits quasi-TE<sub>0</sub> ou quasi-TM<sub>0</sub>, selon leur polarisation. L'anisotropie du guide (ou sa biréfringence) assure une grande différence d'indice pour les deux ondes, nécessitant un réseau pour le couplage. La sélectivité en longueur d'onde est créée par la grande différence de dispersion chromatique et intramodale, qui existe entre ces deux modes.



Le plus ancien principe utilisé pour obtenir le réseau de couplage, consiste à utiliser une onde acoustique de surface [22]. Ces dispositifs sont dits acoustooptiques et présentent l'aspect typique de la Fig. I.3-7.

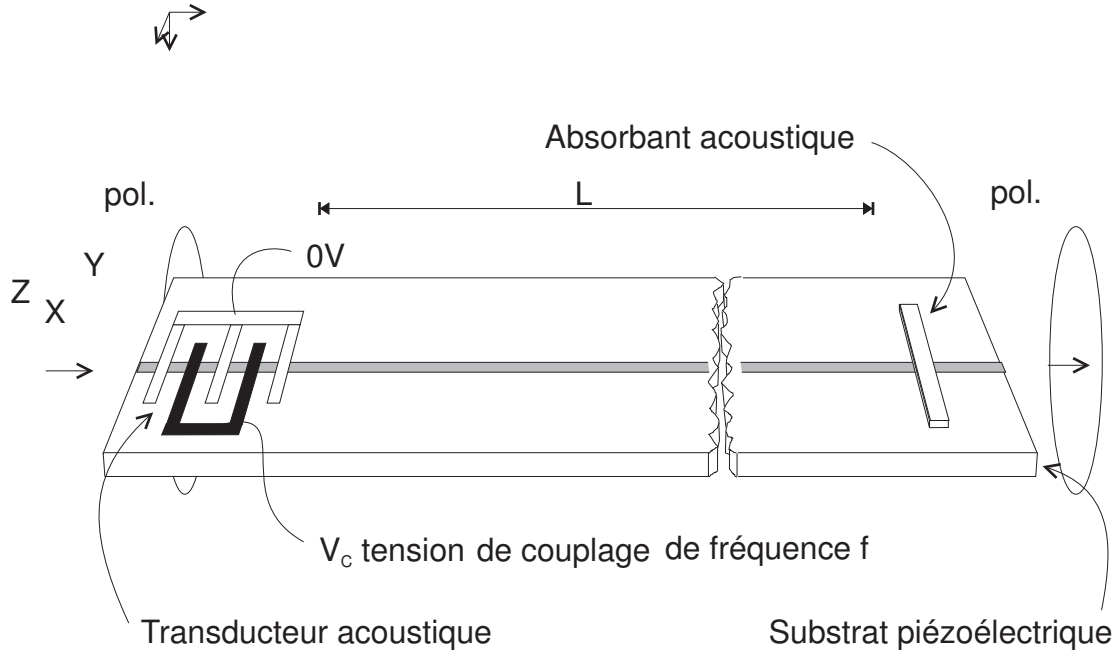


FIGURE I.3-7: Filtre acousto-optique intégré.

Les variations de pression périodiques, induites à la surface du cristal piézoélectrique, se traduisent par l'apparition d'un réseau d'indice<sup>7</sup>. L'accord est alors réalisé en modifiant la valeur de la fréquence acoustique, donc de la période de l'onde de pression associée. En effet, on modifie ainsi la période du réseau. La séparation des deux ondes est assurée par le polariseur de sortie, celles-ci présentant des polarisations orthogonales. Le polariseur d'entrée permet de n'exciter qu'une seule de ces deux ondes.

On est dans le cas d'un couplage de type 4, avec un accord de type 2.

Ce dispositif a connu de nombreuses améliorations au fil des ans. On a ainsi pu supprimer le décalage Doppler de la fréquence de l'onde couplée [23], réduire le niveau des lobes latéraux [24] et le rendre insensible à la polarisation [25]. Ce dernier composant, le plus abouti technologiquement, car tenant compte de nombreuses améliorations, est schématisé sur la Fig. I.3-8.

L'insensibilité à la polarisation est assurée par conversion simultanée des deux modes du guide d'onde, après leur séparation. En entrée, l'onde incidente est séparée selon deux polarisations orthogonales, par le séparateur de polarisation. Ce dispositif permet à la partie de l'onde incidente polarisée selon le mode quasi-TE de continuer tout droit, alors que l'onde polarisée selon le mode quasi-TM sera couplée dans l'autre guide. Suivons, par exemple le mode quasi-TM, dans le guide supérieur. Dans une première partie, il subit un filtrage au niveau du polariseur intégré, qui supprime toute la puissance qui n'a pas été couplée sur le mode quasi-TE. Puis une nouvelle conversion ramène l'onde dans le mode quasi-TM. En sortie, toute la puissance couplée (donc à  $\lambda_0$ ) est dirigée sur le guide

7. Celui-ci sera mobile car l'onde acoustique se propage tout au long du cristal. Le couplage par un réseau mobile induit un décalage de fréquence dans l'onde couplée (Décalage Doppler).



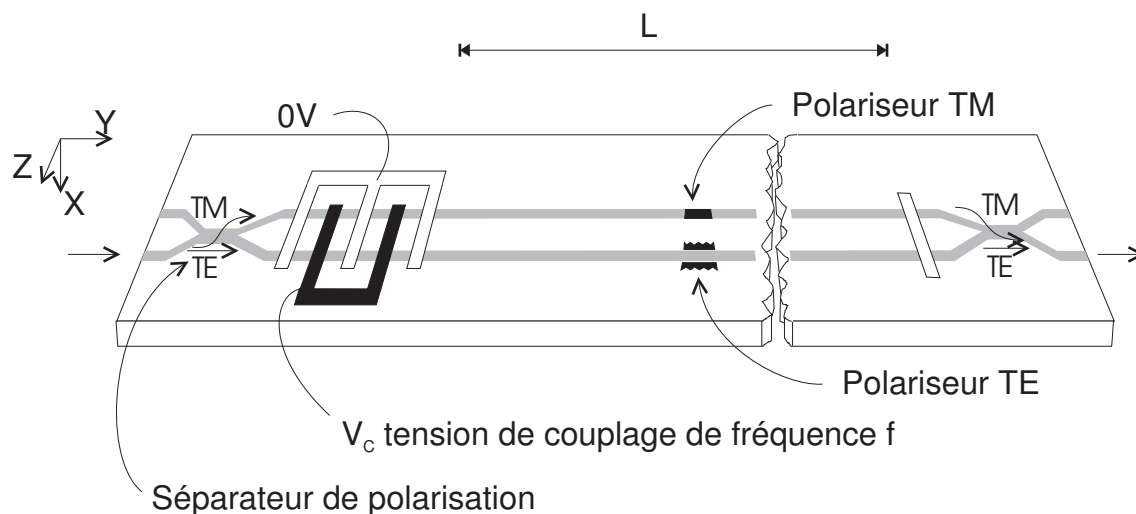
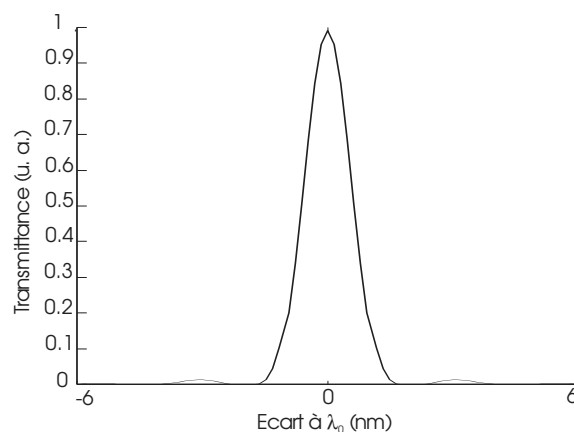


FIGURE I.3-8: Filtre acousto-optique intégré, insensible à la polarisation.

inférieur. Pour le mode quasi-TE il se passe la même chose, et la puissance couplée se retrouve aussi dans le guide inférieur. L'onde a en fait subi un double filtrage, permis par les polariseurs intégrés, qui supprime le décalage Doppler et augmente le taux de réjection (baisse du niveau des lobes latéraux). Cependant, ce principe empêche le filtre de fonctionner en coupe-bande. Ses performances sont résumées dans le tableau de la Fig. I.3-9. Les valeurs théoriques sont basées sur le modèle de [23].

Symbole	Valeur exp.	Valeur théo.
$N$	54	$29 \cdot L$
taux	160 kHz/can.	$320/L$ kHz/can.
reject.	-13 dB	-24 dB
$\lambda_0$	1.55 $\mu\text{m}$	1.55 $\mu\text{m}$
$\Delta\lambda$	76 nm	150 nm
$\delta\lambda$	1.4 nm	$2.6/L$ nm
polar.	nulle	nulle
$\tau$	5 $\mu\text{s}$	$2.5 \cdot L$ $\mu\text{s}$
pertes	4.8 dB	4.5 dB
robust.	faible	faible
util.	moyenne	moyenne
fabric.	complexe	complexe

FIGURE I.3-9: Performances expérimentales et théoriques ( $L$  en cm) d'un filtre acousto-optique intégré indépendant de la polarisation. Transmittance théorique du même filtre.

La vitesse de commutation est limitée par la vitesse de propagation de l'onde acoustique sur toute la longueur d'interaction du composant ( $L$ ). Les performances théoriques maximales de ce type de composant sont difficiles à évaluer, car la plage d'accord n'est en fait limitée que par la bande passante du transducteur électro-acoustique. Cependant, il est sûr que sa réponse n'est pas linéaire, obligeant à utiliser une loi de commande en puissance acoustique complexe, pour conserver le même taux de conversion sur toute la





gamme d'accord ( $\Delta\lambda$ ). Ce type de composant est assez complexe à réaliser, car il nécessite de nombreuses étapes, ne pouvant être effectuées en parallèle. Il ne peut évoluer beaucoup au niveau de la largeur à mi-hauteur de la bande passante ( $\delta\lambda$ ), car la longueur totale du composant (donc  $L$ ) est limitée par celle du substrat (Waffer de niobate de lithium de 60 mm maximum, et le composant considéré fait déjà plus de 45mm). De plus ce principe est très sensible aux effets décrits dans le chap. IV. Ainsi  $\delta\lambda$  n'a pu descendre en dessous de la barre du nm, qu'au prix de l'utilisation d'un système replié, délicat à utiliser, nécessitant une forte puissance acoustique [24]. Une potentialité particulièrement intéressante du filtre acousto-optique, est sa facilité à sélectionner en même temps plusieurs canaux dans le signal d'entrée multi-canaux. Il suffit d'appliquer simultanément au transducteur les fréquences acoustiques correspondant aux canaux désirés [25].

La seconde méthode historiquement utilisée afin de créer le réseau de couplage, fut l'utilisation d'électrodes en peigne, induisant une perturbation périodique de l'indice via l'effet électro-optique [26]. Ces composants sont appelés, généralement, filtre électro-optique à conversion TE/TM. La Fig. I.3-10 schématise ce principe de filtrage.

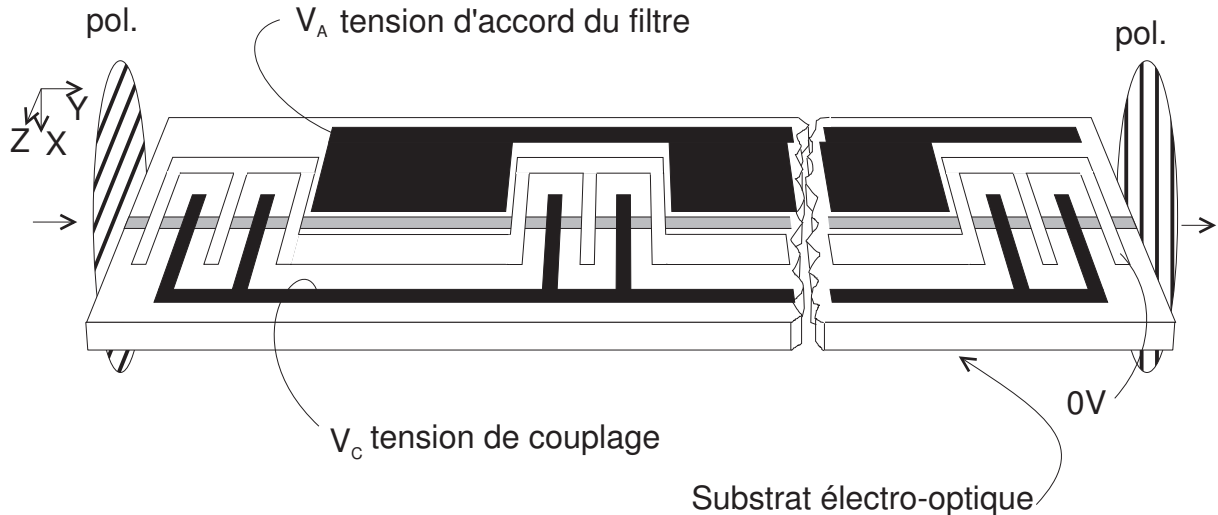


FIGURE I.3-10: Filtre électro-optique accordable intégré.

Comme précédemment, les deux ondes sont les deux modes fondamentaux de polarisation orthogonale pouvant se propager dans le guide. La forte anisotropie du substrat autorise l'utilisation d'un réseau de grande période. La sélectivité en longueur d'onde est ici aussi assurée par la différence dans les dispersions modales (on a deux modes différents, quasi-TE<sub>0</sub> et quasi-TM<sub>0</sub>), et dans une moindre mesure par la différence de dispersion chromatique (les deux modes 'voient' un indice différent). L'accord est obtenu au moyen d'électrodes supplémentaires, par modification de la dispersion des deux modes via l'effet électro-optique. Deux polariseurs, en entrée et en sortie, assurent la séparation des deux ondes de polarisation orthogonale.

On est dans le cas d'un couplage de type 4, avec un accord de type 1.

Ce système a connu aussi de nombreuses améliorations, qui ont visé à le rendre insensible à la polarisation<sup>8</sup> [27] et à diminuer la largeur de la bande passante, par aug-

8. Le principe, alors utilisé pour la première fois, est celui que nous avons vu pour le filtre acousto-optique insensible à la polarisation. Sa simplicité lui autorise une grande versatilité.



mentation de la longueur d'interaction en 'repliant' le filtre sur lui-même [28]. Ce dernier dispositif, appliquant ces deux améliorations, est représenté sur la Fig. I.3-11.

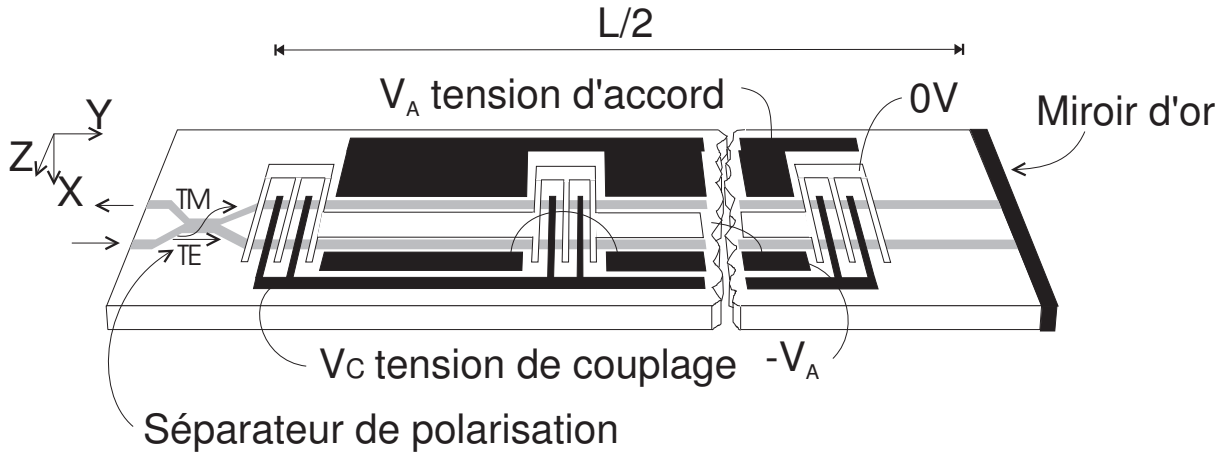


FIGURE I.3-11: Filtre électro-optique indépendant de la polarisation à faible largeur spectrale (on a représenté ici un seul jeu d'électrodes en peigne, il y en a en fait deux de période légèrement différentes entrelacés).

On a remplacé ici les polariseurs d'entrée et de sortie par un séparateur de modes quasi-TE et quasi-TM placé en entrée. Là, l'onde incidente quasi-TE reste dans le même guide, et l'onde quasi-TM est dirigée dans l'autre guide. Le fonctionnement est analogue à celui du filtre acousto-optique vu précédemment. L'onde quasi-TE à  $\lambda_0$  du guide inférieur, devient quasi-TM après un aller-retour et est aiguillée dans le guide supérieur. L'onde quasi-TM à  $\lambda_0$  du guide supérieur, devient elle quasi-TE et reste dans ce guide. Ainsi l'onde à  $\lambda_0$  ressort par le guide supérieur. Les autres longueurs d'onde, qui ne sont pas converties, ressortent par le guide d'entrée inférieur. La séparation des deux ondes en sortie (qui est aussi l'entrée) est ainsi permise par la séparation spatiale des deux guides. Ses performances expérimentales sont fournies dans le tableau de la Fig. I.3-12. Les données théoriques sont évaluées à partir du modèle de [29] et des travaux effectués au cours de cette thèse (cf. chap. II).

Cette structure présente le défaut principal de renvoyer la partie du signal incident qui n'est pas à la longueur d'onde désirée ( $\lambda_0$ ) dans le guide d'entrée, nécessitant l'utilisation d'isolateur optique. De plus la présence du miroir nécessite, afin de permettre la continuité du réseau (maintien en phase de la conversion), l'utilisation d'un double système d'électrodes de couplage (non représentées ci-dessus). Ce système comporte donc deux tensions de couplage, deux tensions d'accord, et le séparateur de polarisation utilisé étant ajustable, nécessitait deux nouvelles tensions. Il fallait donc utiliser six tensions différentes pour faire fonctionner le dispositif! On comprend pourquoi son utilisation est évaluée 'complexe'.

La possibilité de réalisation d'un tel dispositif en une seule passe, avec une largeur spectrale de la bande passante encore plus faible, est la motivation première de l'étude de cette thèse. La simplification de conception et d'utilisation qui en résulte, devrait permettre d'atteindre plus aisément les limites théoriques des spécifications du filtre. On peut remarquer la diminution espérée des pertes, en raison de la suppression du miroir. L'augmentation théorique de la gamme d'accord ( $\Delta\lambda$ ), donc du nombre de canaux, est obtenue par un moyen que nous verrons dans le chap. II. Cependant on peut voir, en



Symbole	Valeur exp.	Valeur théo.
$N$	16	5 L
taux	12 V / canal	30/L V/canal
reject.	-7 dB	-9.5 dB
$\lambda_0$	1.55 $\mu\text{m}$	1.55 $\mu\text{m}$
$\Delta\lambda$	10 nm	12 nm
$\delta\lambda$	0.6 nm	2.25 / L nm
polar.	nulle	nulle
$\tau$	0.1 $\mu\text{s}$	qq. ns
pertes	5 dB	3 dB
robust.	moyenne	moyenne
util.	complexe	moyenne
fabric.	simple	simple / complexe

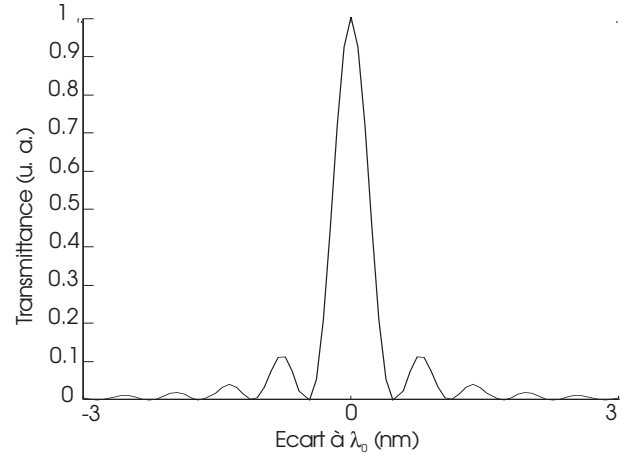


FIGURE I.3-12: Performances expérimentales et théoriques (L en cm) d'un filtre électro-optique intégré. Transmittance théorique d'un filtre avec L=4.5 cm.

anticipant sur le chap. IV, que la fabrication varie de simple à complexe, en fonction de la longueur  $L$  du composant.

L'accord de ce dispositif peut aussi être obtenu en faisant varier sa température de fonctionnement. La forte sensibilité thermique des indices du niobate de lithium, induit une modification importante de la dispersion des ondes [30]. Cependant la vitesse de commutation reste peu importante, en raison des grandes valeurs des constantes de temps des phénomènes thermiques. De plus, la régulation thermique est complexe, sous peine de voir apparaître les phénomènes décrits dans le chap. IV, induits par des différences de température sur le cristal.

Ici aussi, on a conversion de type 4 et accord de type 1.

Le réseau de couplage peut aussi être obtenu par le même principe, tout en réalisant l'accord par modulation de la période du réseau. Celle-ci est obtenue par la commande individuelle de la tension appliquée à chaque dent du peigne d'électrode et nécessite une électronique de commande complexe [31].

On utilise ici une conversion de type 4 mais un accord de type 2.

Ce système est pour l'instant peu performant, mais permet de jouir, à l'instar du filtre acousto-optique, de la capacité à sélectionner simultanément plusieurs canaux de la source. De plus, les tensions d'accord sont alors fortement réduites, comparées à celles nécessaire à l'accord par modification électro-optique de la dispersion du guide (type 1).

Une autre voie récemment explorée pour la réalisation du réseau de couplage entre deux ondes polarisées orthogonalement, consiste à utiliser l'effet piézo-électrique au moyen d'un réseau de contrainte fixe, et non plus avec une onde acoustique mobile.

Un tel dispositif est représenté sur la Fig. I.3-13.

L'accord se faisant classiquement par l'intermédiaire de l'effet électro-optique, en modifiant la dispersion des deux ondes. La séparation des deux ondes de polarisation orthogonale, est effectuée au moyen de deux polariseurs.

On a, ici aussi, une conversion de type 4 et un accord de type 1.

Le réseau de contrainte élastique est induit en déposant sur le cristal à haute température un matériau ayant un coefficient de dilatation différent de celui du substrat.



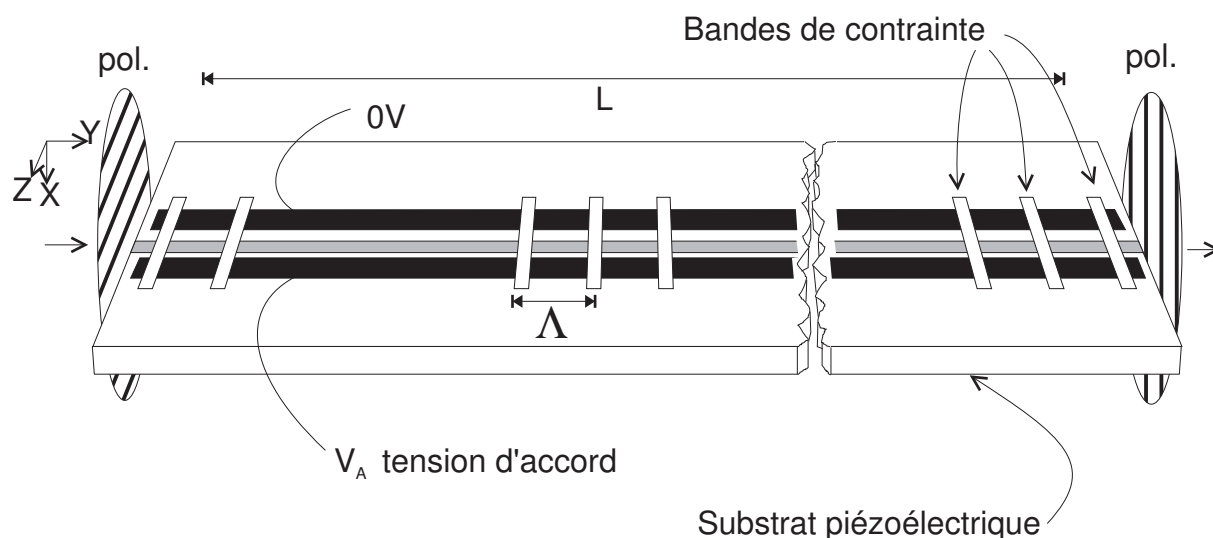


FIGURE I.3-13: Filtre accordable intégré à contraintes élastiques.

Lors du refroidissement des contraintes de surface apparaissent. Un motif périodique est ensuite défini dans ce matériau, relaxant localement les contraintes du substrat, induisant le couplage. Le prototype réalisé [32] utilise un substrat de tantalate de lithium ( $\text{LiTaO}_3$ ), plutôt que du niobate de lithium, en raison de sa plus faible biréfringence. On augmente ainsi la périodicité (?) du réseau (cf. (I.3-3)), simplifiant la technologie de fabrication. Le tableau Fig. I.3-14 donne les résultats pratique obtenus à  $\lambda_0 = 0.6 \mu\text{m}$  sur  $\text{LiTaO}_3$ . Les résultats théoriques donnent ce à quoi on est en droit de s'attendre pour une réalisation sur  $\text{LiNbO}_3$  à  $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$ . Ces données sont tirées du modèle théorique du filtre électro-optique.

Symbole	Valeur exp.	Valeur théo.
$N$	13	9.L
taux	15 V / canal	22.L V / canal
reject.	-7 dB	-9.5 dB
$\lambda_0$	0.6 $\mu\text{m}$	1.55 $\mu\text{m}$
$\Delta\lambda$	120 nm	20 nm
$\delta\lambda$	9 nm	2.25 / L nm
polar.	forte	nulle
$\tau$	?	0.1L ns
pertes	?	3 dB
robust.	moyenne	moyenne
util.	simple	simple
fabric.	complexe	complexe

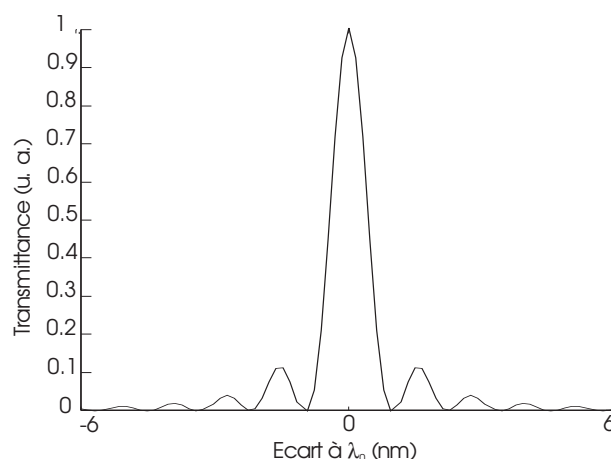


FIGURE I.3-14: Performances expérimentales et théoriques (L en cm) du filtre à réseau de contrainte. Transmittance théorique pour un tel filtre (L=2 cm) sur niobate de lithium.

L'utilisation de ce dispositif est simple car elle ne nécessite qu'une seule tension de commande, permettant de sélectionner le canal désiré. En contrepartie, la fabrication devient complexe car il n'y a aucun réglage simple de l'intensité du couplage. Elle est réglée



à la conception, de manière délicate, en jouant sur la température de dépôt, l'épaisseur et la densité du film assurant les contraintes. En effet, celle-ci doit être telle que la conversion soit maximale à l'extrémité du composant (i. e. après la distance d'interaction  $L$ ). Or, nous verrons (chap. II) que le taux de conversion est une fonction périodique de la longueur d'interaction  $L$  : une erreur de 50% sur l'intensité de couplage diminue de 30% le taux de couplage maximal. Dans les filtres à réseau électro-optique ou acousto-optique, il suffit de faire varier la tension de couplage, ou la puissance de l'onde acoustique pour assurer ce réglage.

### I.3.3.3 Couplage contra-directionnel à réseau

Ce type de filtre, inspiré des technologies de fabrication des diodes lasers à réflecteur de Bragg distribué (DBR), est assez récent [33] sur substrat de niobate de lithium. Il porte le nom de filtre à réseau de Bragg, et présente l'aspect typique de la Fig. I.3-15.

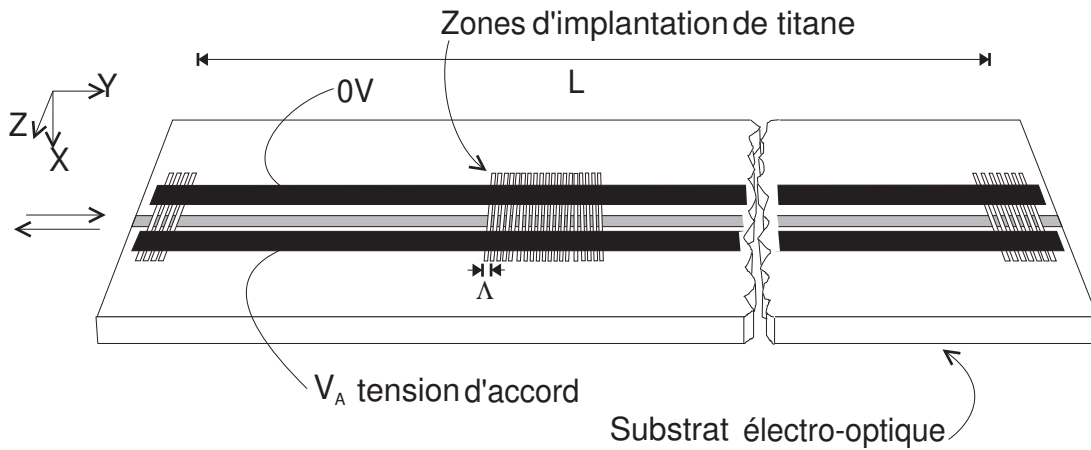


FIGURE I.3-15: Filtre à réseau de réflexion de Bragg.

Les deux ondes utilisées sont les deux ondes pouvant se propager selon deux sens opposés, constituant un mode du guide d'onde. Il apparaît donc une grande différence entre les constantes de propagation de ces deux ondes, nécessitant l'utilisation d'un réseau pour assurer leur couplage. Ce réseau de couplage, de période sub-micronique ( $\Lambda \approx 0.35 \mu\text{m}$  sur niobate de lithium), fut tout d'abord gravé directement sur le guide d'onde, par une méthode chimico-mécanique. Ce filtre n'était pas accordable. La technologie évoluant, le réseau fut réalisé par implantation ionique de titane [34], la diffusion de ce matériau ne permettant pas d'obtenir une précision suffisante ( $\Lambda$  trop petit). L'accord est assuré, via l'effet électro-optique, par les électrodes coplanaires situées de part et d'autre du guide d'onde. Le champ électrique induit modifie la dispersion du mode, permettant le déplacement de la longueur d'onde de couplage optimal. La rétro-diffusion de l'onde couplée assure sa séparation, celle-ci sortant par l'entrée du dispositif.

On est dans le cas d'un couplage de type 2 avec un accord de type 1.

Les performances d'un composant réel [34] de longueur  $L = 9 \text{ mm}$  sont présentées dans le tableau Fig. I.3-16. Les performances théoriques sont tirées de [34] ou extrapolées à partir du modèle développé dans cette référence.

Il paraît possible de rendre ce filtre quasi-indépendant de la polarisation, en utilisant une coupe du cristal pour laquelle l'onde incidente verrait un milieu isotrope. Alors, seule



Symbole	Valeur exp.	Valeur théo.
$N$	?	$10 \cdot L$
taux	?	$20/L$ / canal
reject.	-5 dB	-7 dB
$\lambda_0$	$1.5 \mu\text{m}$	$1.55 \mu\text{m}$
$\Delta\lambda$	?	0.8 nm
$\delta\lambda$	0.1 nm	$0.08/L$ nm
polar.	forte	faible
$\tau$	?	0.1 ns
pertes	8 dB	3 dB
robust.	moyenne	moyenne
util.	moyenne	moyenne
fabric.	complexe	complexe

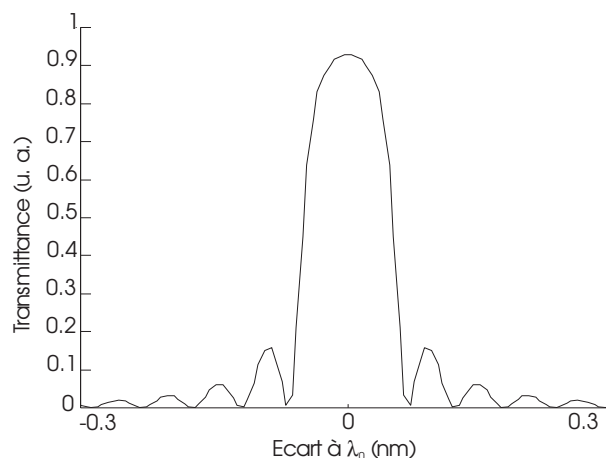


FIGURE I.3-16: Performances pratiques et théoriques ( $L$  en cm) d'un filtre de bragg intégré. Transmittance théorique du dispositif.

la différence de dispersion due à la propagation modale serait présente et les deux modes quasi-TE et quasi-TM du guide auraient quasiment le même taux de couplage, pour la même longueur d'onde. Comme dans le filtre à réseau de contrainte, l'intensité du couplage n'est pas ajustable aisément. Cependant, s'agissant d'un filtre à couplage contra-directionnel, on peut montrer qu'au-dessus d'une certaine valeur de l'intensité de couplage, le taux de couplage varie très peu. Donc des variations de l'intensité de couplage (liées à la profondeur du réseau et à la différence d'indice créée) n'auront alors que peu d'effet sur la transmittance. Il n'en est pas de même pour une interaction codirectionnelle, posant le problème de fabrication exposé ci-dessus. Cependant la fabrication reste complexe, en raison de la technologie délicate à utiliser pour réaliser le réseau de période sub-micronique. De plus, on se trouve ici très affecté par les effets que nous décrirons dans le chap. IV.

## I.4 Conclusion

Ainsi que nous avons pu nous en rendre compte, la plupart des composants intégrés passés en revue, présente un réel intérêt selon l'usage prévu du filtre spectral accordable.

Les filtres interférentiels, par exemple, ayant une faible bande passante ( $0.01 \text{ nm}$ ), mais des temps de commutation importants ( $\ll 1 \mu\text{s}$ ), sont tout naturellement destinés à des applications de distribution chez l'utilisateur. On imagine très bien leur emploi pour sélectionner un canal de TVHD, ou HI-FI stéréo, sur un réseau multi-services en WDM.

Les filtres acousto-optiques, eux, peuvent gérer un assez grand nombre de canaux, mais restant relativement lent ( $\sim 1 \mu\text{s}$ ), pourrait servir sur des réseaux métropolitains à des fonctions associées à des canaux au débit de  $622 \text{ Mbit/s}$ .

Pour des réseaux hauts débits, les fonctions de commutation et d'interconnexion doivent être assurées par un filtre à commutation rapide, utilisant donc l'effet électro-optique pour son accord. Ainsi un faible nombre de canaux à  $20 \text{ Gbit/s}$  sur des réseaux nationaux seraient aiguillés par des filtres à conversion électro-optique TE/TM. De plus un tel composant pourra servir, dans un réseau utilisant la détection directe, à la réception d'un canal sur une liaison WDM. Malgré la plus grande simplicité d'utilisation d'un



dispositif dont le réseau de couplage est fixé à la conception (réseau de Bragg ou de contraintes), nous avons préféré faire le choix du convertisseur TE/TM à réseau électro-optique. En effet, cette simplification de l'utilisation se traduit par une augmentation très importante de la complexité de conception. De plus, ce composant n'a pour l'instant pas fait l'objet d'une étude systématique dans le cadre d'applications systèmes.

C'est donc le composant de la Fig. I.3-10 que nous avons retenu, afin de réaliser le prototype destiné au CNET, dont les spécifications ont été données dans le tableau Fig. I.3-4.

A la suite de travaux déjà réalisés au laboratoire dans cette voie [35], on poursuivra l'étude, tant au niveau du composant qu'au niveau de la technologie utilisée, afin de voir dans quelle mesure l'option retenue permettrait d'envisager une phase industrielle.



## Chapitre II

# Convertisseur de polarisation sélectif en longueur d'onde

*“On n’a jamais vu de convertisseurs si zélés”  
Voltaire, Scarmantado.*

Ainsi que nous venons de le voir dans le chap. I, le filtre spectral accordable que nous avons choisi d’étudier est en fait un convertisseur de polarisation sélectif en longueur d’onde. On lui adjoint deux polariseurs, l’un en entrée et l’autre, croisé, en sortie, afin de lui faire assurer une fonction de filtrage. Mais que se passe-t-il à l’intérieur du convertisseur, par quel moyen parvient-on à faire subir à la polarisation de la lumière une rotation de  $90^\circ$  ?

C’est en assimilant notre composant à un filtre de Šolc (prononcé choltss’), que nous allons essayer de comprendre le principe intime qui permet son action. On montrera ainsi la correspondance qui existe avec le dispositif d’optique intégrée.

Nous introduirons ensuite le concept de modes du guide d’onde afin de déduire un modèle phénoménologique approché, reposant sur l’existence d’une interaction entre les deux modes existant dans la structure. Nous établirons alors une relation entre la transformée de Fourier du motif spatial des électrodes et l’efficacité de conversion spectrale du composant. L’hypothèse d’un accord basé sur un retard entre modes, permettra d’achever le développement du modèle analytique simple, qui servira de base à notre étude pratique.

C’est tout naturellement que nous présenterons ensuite la technologie qui permettra d’élaborer un premier dispositif. L’analyse critique de ces premiers résultats amènera à conclure sur la nécessité d’approfondir la modélisation, afin d’étudier l’origine des discordances avec le modèle phénoménologique simple et d’améliorer notre composant.



## II.1 Un modèle heuristique : le filtre de Šolc

C'est au début des années cinquante que I. Šolc [36, 37] proposa un nouveau type de filtre biréfringent, qui porte désormais son nom. Comme tous les filtres biréfringents, il est constitué d'un empilement de lames biréfringentes et de polariseurs. Cependant, à la différence du filtre de Lyot [38], le filtre de Šolc n'utilise que des lames de même épaisseur et seulement deux polariseurs, l'un situé en entrée de la pile de lames biréfringentes, l'autre, tourné de  $90^\circ$ , en sortie. Le premier polariseur est placé, par exemple, parallèlement à X, et les lames sont empilées en tournant alternativement leur ligne neutre d'un angle  $+\alpha$  et  $-\alpha$ <sup>1</sup>. En sortie, on place le second polariseur à  $90^\circ$  du premier polariseur, soit, selon l'exemple, parallèlement à Z. On obtient alors la structure de la Fig. II.1-1.

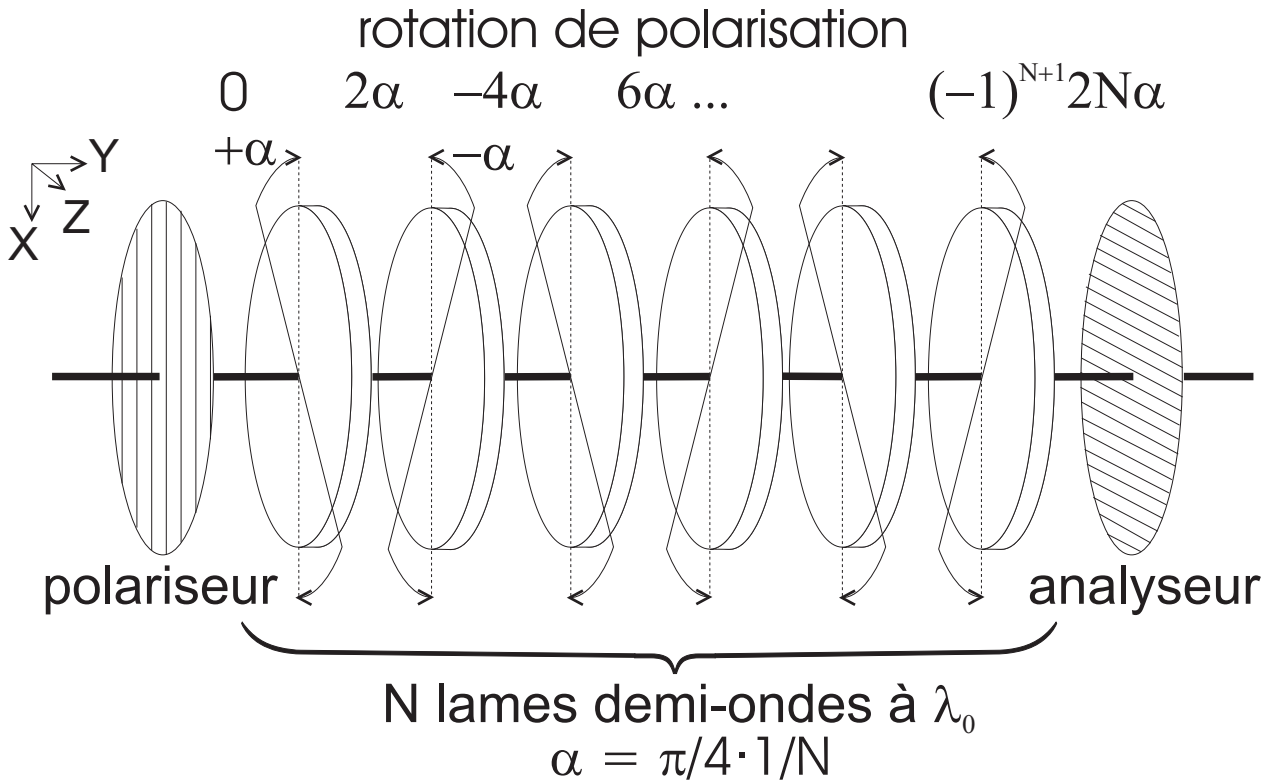


FIGURE II.1-1: Filtre de Šolc.

Considérons une onde plane monochromatique qui entre par la gauche du dispositif.

Nous nous plaçons tous d'abord à la longueur d'onde  $\lambda_0$  à laquelle les lames biréfringentes sont demi-onde. Après la traversée du premier polariseur, la lumière est polarisée linéairement selon X. Elle traverse alors la première lame demi-onde, dont l'axe est incliné d'un angle  $+\alpha$  par rapport à la direction de polarisation, et subit donc une rotation de  $+2\alpha$ . L'onde est encore polarisée linéairement et sa polarisation est inclinée d'un angle  $2\alpha$  par rapport à X. L'axe de la seconde lame est incliné de  $-3\alpha$  par rapport à la direction de polarisation, et la lumière voit donc sa polarisation tourner d'un angle  $-6\alpha$ . La polarisation est alors inclinée d'un angle  $-4\alpha$ , par rapport à X. Le même phénomène se

1. On peut aussi tourner les lames selon des angles croissants,  $\alpha, 2\alpha, 3\alpha, \dots$ . On obtient ainsi une structure 'en éventail', qui présente une transmittance spectrale analogue à celle de la structure alternative, les pics de transmission étant simplement décalés de la moitié de l'ISL.



produira jusqu'à l'énième lame, après laquelle la polarisation aura subi une rotation de  $(-1)^{N+1}2N\alpha$ . Si  $\alpha$  est choisi pour valoir  $45^\circ/N$ , la polarisation tournera finalement de  $90^\circ$ , et le second polariseur laissera passer l'onde.

Nous nous trouverons alors à un maximum de transmittance du filtre, et la polarisation évolue de la façon indiquée sur la Fig. I.2-2, dans le cas d'un empilement de 20 lames.

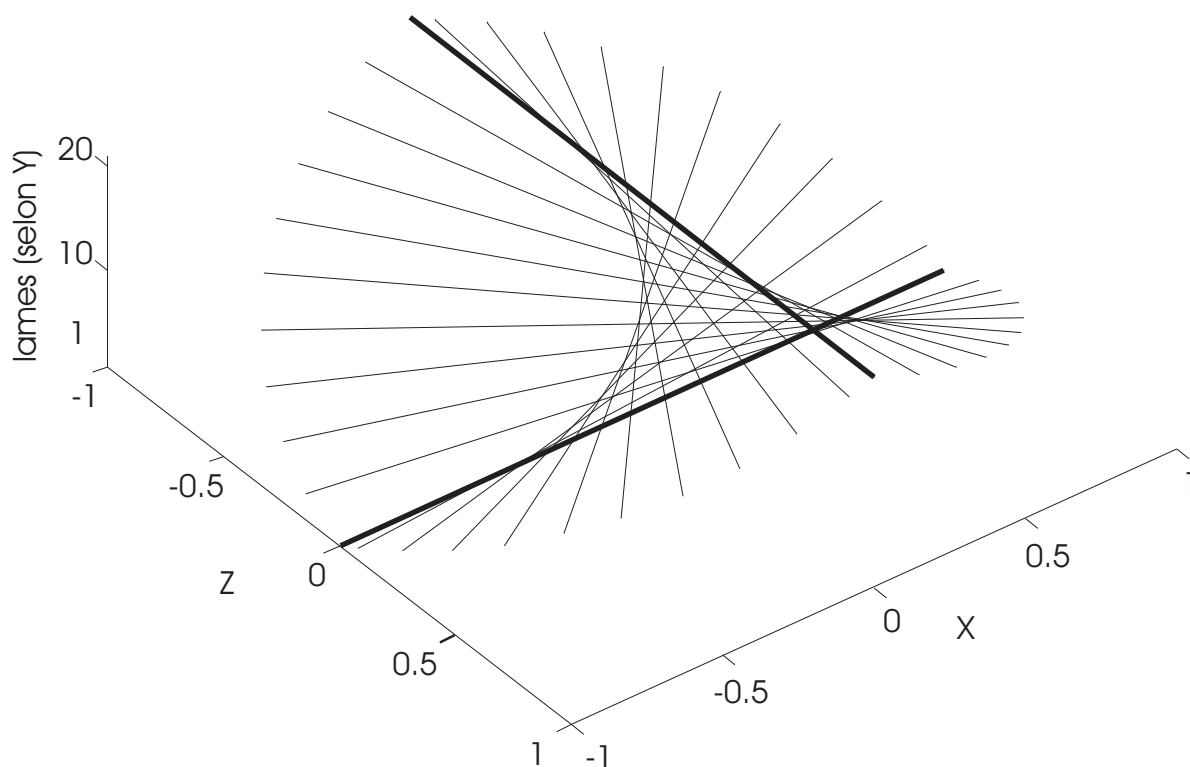


FIGURE II.1-2: Evolution de la polarisation dans un filtre de Šolc, à la longueur d'onde  $\lambda_0$ . Le filtre comporte 20 lames, demi-onde à  $\lambda_0$  (i. e. amenant un déphasage de  $\pi$ ). Les polarisations d'entrée (selon X) et de sortie (selon Z) sont en traits plus épais.

Si nous nous plaçons maintenant à une longueur d'onde différente de  $\lambda_0$ , à laquelle les lames biréfringentes ne sont plus demi-onde, la polarisation ne subira plus une simple rotation de  $2\alpha$ . Cette erreur s'accroîtra avec chacune des lames, et en sortie l'analyseur ne laissera rien passer, la polarisation s'étant en fait conservée. Cet effet est présenté sur la Fig. II.1-3.

On peut voir, dans ce cas, que la polarisation devient elliptique, tout en gardant une composante selon X très importante. En sortie seule une très faible partie de l'onde traversera l'analyseur (i.e. la partie du signal oscillant selon Z). Si la longueur d'onde est encore plus éloignée de  $\lambda_0$ , les lames se comporteront encore 'moins' comme des lames demi-onde, leurs effets seront d'autant moins cumulatifs et la polarisation restera totalement inchangée.

On comprend que plus le nombre de lames est important, plus l'effet individuel de chaque lame est faible, donc plus la nécessité d'une accumulation cohérente des effets devient cruciale afin d'obtenir en sortie un effet de rotation notable. Ainsi la sélectivité en longueur d'onde du convertisseur de polarisation s'accroîtra avec le nombre de lames, comme le montre la Fig. II.1-4.



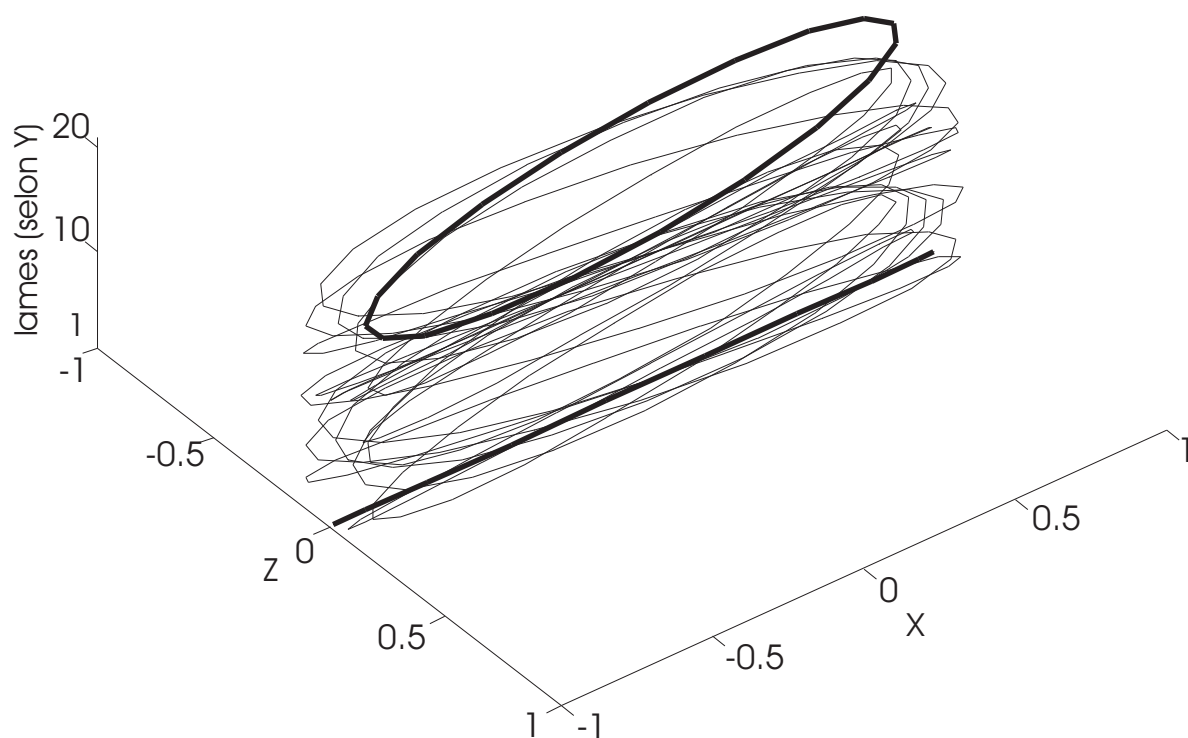


FIGURE II.1-3: Evolution de la polarisation dans un filtre de Šolc, à la longueur d'onde  $\lambda_1$  ( $\neq \lambda_0$ ). Le filtre comporte 20 lames, déphasant de  $\pi + 0.5$  rad à  $\lambda_1$ . Les polarisations d'entrée (selon X) et de sortie sont en traits plus épais.

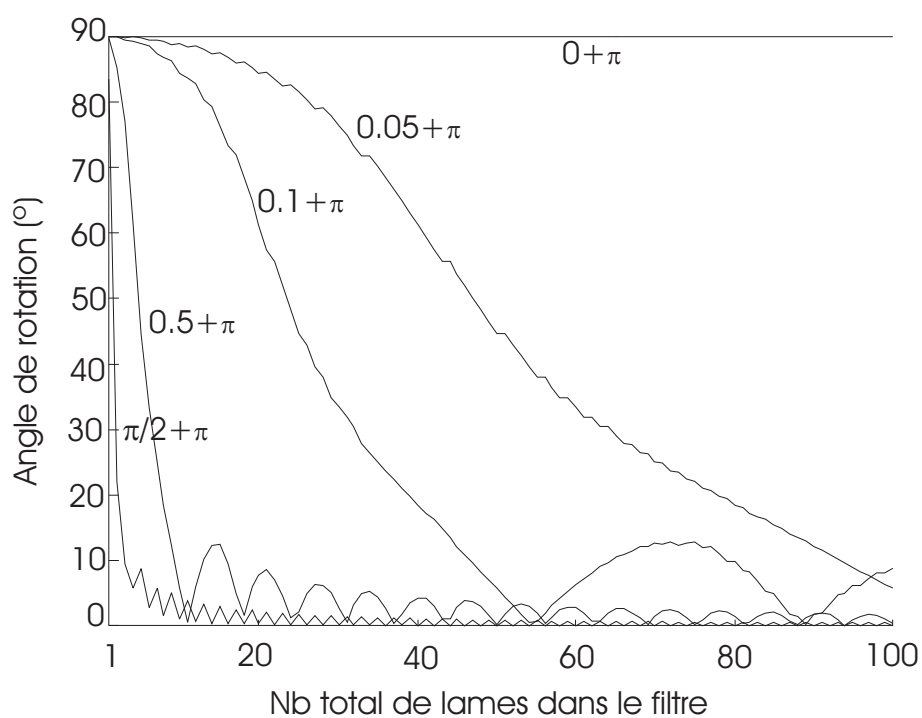


FIGURE II.1-4: Rotation de la polarisation dans un filtre de Šolc par rapport au nombre total de lames dans le filtre. La courbe est tracée pour différentes valeurs du déphasage induit par une lame et exprimé en radian.



Pour une longueur d'onde telle que les lames sont demi-onde, on voit bien que la rotation totale est toujours de  $90^\circ$ . A une longueur d'onde assez proche, où le déphasage induit par la lame est de  $\pi + 0.05$  rad, donc pour une longueur d'onde où la lame est 'presque' demi-onde, on voit que plus le nombre de lames est important moins la polarisation subit de rotation. La transmittance du filtre est reliée très directement à ces courbes, bien que son évaluation précise nécessite en plus l'évaluation de l'ellipticité de la polarisation en sortie de la pile de lames.

Nous comprenons maintenant un peu mieux le mécanisme responsable de la rotation de polarisation sélective en longueur d'onde dans le filtre de Šolc, mais comment est-il possible de rendre cette structure accordable? En fait, comment peut on déplacer spectralement le maximum de rotation du filtre?

Il y a deux idées assez anciennes qui permettent cet accord [39] :

- on peut imaginer contrôler mécaniquement l'angle d'inclinaison de chacune des lames, afin de réaliser une lame synthétique qui soit demi-onde à une autre longueur d'onde [40]. On peut préférer ajouter une lame réalisée dans un matériau électro-optique<sup>2</sup>, orientée de façon à provoquer une rotation de polarisation supplémentaire, et dont on peut faire varier l'effet par une simple variation de tension [41, 42],
- l'ajout de lame produisant un simple déphasage supplémentaire permet d'obtenir ce même effet [43]. Ces lames peuvent aussi être réalisées avec un matériau électro-optique, afin de permettre un accord commandé en tension [44, 21].

On obtient, dans ce dernier cas, une structure semblable à celle de la Fig. II.1-5.

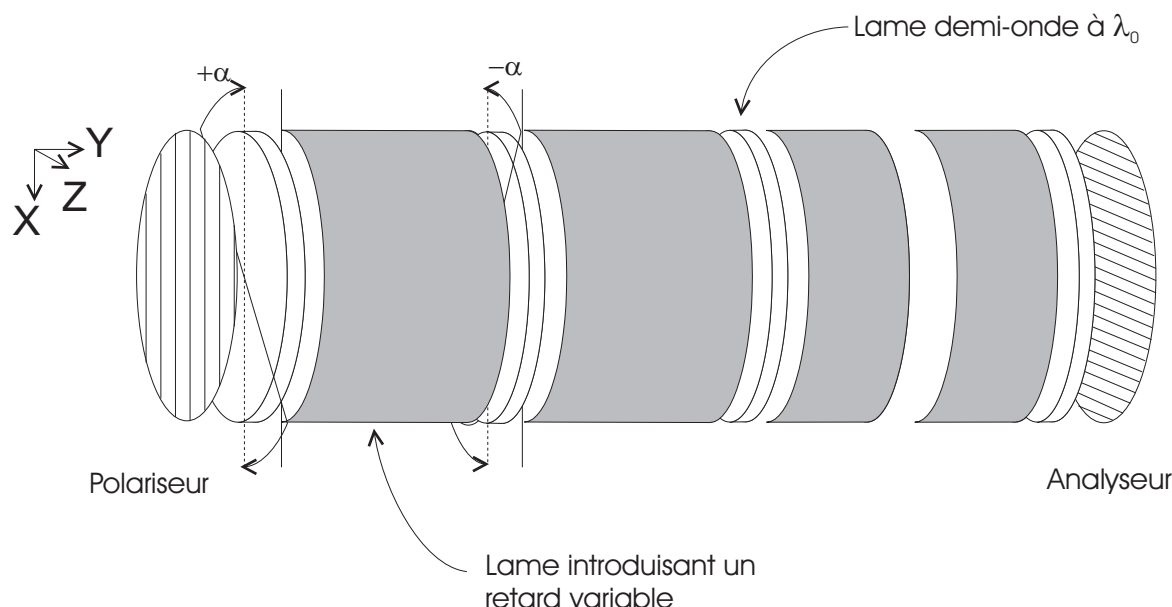


FIGURE II.1-5: Accord du filtre de Šolc par introduction de lames biréfringentes supplémentaires.

2. Ces matériaux ont leur(s) indice(s) de réfraction qui change(nt) en fonction de la tension qui leur est appliquée.



Comme nous l'indiquons ci-dessus, ces lames peuvent être en matériau électro-optique, et permettre l'accord en appliquant une tension à des électrodes semi-transparentes déposées sur les faces avant et arrière de la lame.

L'effet de ces lames supplémentaires peut se comprendre assez simplement en étudiant la différence de phase induite entre deux groupes consécutifs de lames inclinées. Lorsque la longueur d'onde que l'on désire filtrer est  $\lambda_0$ , les lames supplémentaires ne doivent introduire aucun déphasage, afin que la structure se comporte exactement comme celle de la Fig. II.1-1. Ce sont donc des lames ondes introduisant un retard de  $2\pi$ . Mais, lorsque la longueur d'onde  $\lambda_F$  que l'on veut filtrer est différente de  $\lambda_0$ , les lames demi-onde (à  $\lambda_0$ ) inclinées, induisent, en plus de l'effet de rotation, un déphasage entre les deux composantes de l'onde (ces lames ne sont, en effet, évidemment pas demi-onde à  $\lambda_F$ ). C'est ce déphasage qui rend la polarisation elliptique. Si l'on choisit des lames supplémentaires, permettant de compenser ce déphasage et d'obtenir un déphasage total (i. e. après la traversée de la lame inclinée et de la lame supplémentaire) multiple entier de  $2\pi$ , le comportement, à  $\lambda_F$ , de la succession lame inclinée-lame supplémentaire, est identique à celui d'une simple lame inclinée, à  $\lambda_0$ . On a ainsi amené le maximum de rotation à la longueur d'onde  $\lambda_F$  et l'onde à  $\lambda_0$  ne subit plus une rotation de  $90^\circ$ , elle est éliminée par le polariseur de sortie.

On voit donc qu'il suffit de modifier le retard introduit par la lame supplémentaire (une lame électro-optique prend alors tout son intérêt) afin de déplacer le maximum de transmission du filtre. Cependant, l'introduction d'une lame supplémentaire après chaque lame inclinée n'est pas très pratique, d'autant plus que l'on recherche une bande de filtrage étroite, donc un grand nombre de lames inclinées, ainsi que nous l'avons vu plus haut. Il convenait donc de trouver une astuce permettant une réduction du nombre de lames supplémentaires. Il suffit en fait de n'introduire une lame supplémentaire qu'après un groupe de plusieurs lames inclinées [21]. On divise ainsi le nombre de lames supplémentaires par le nombre de lames du groupe. Cela donne la structure de la Fig. II.1-6.

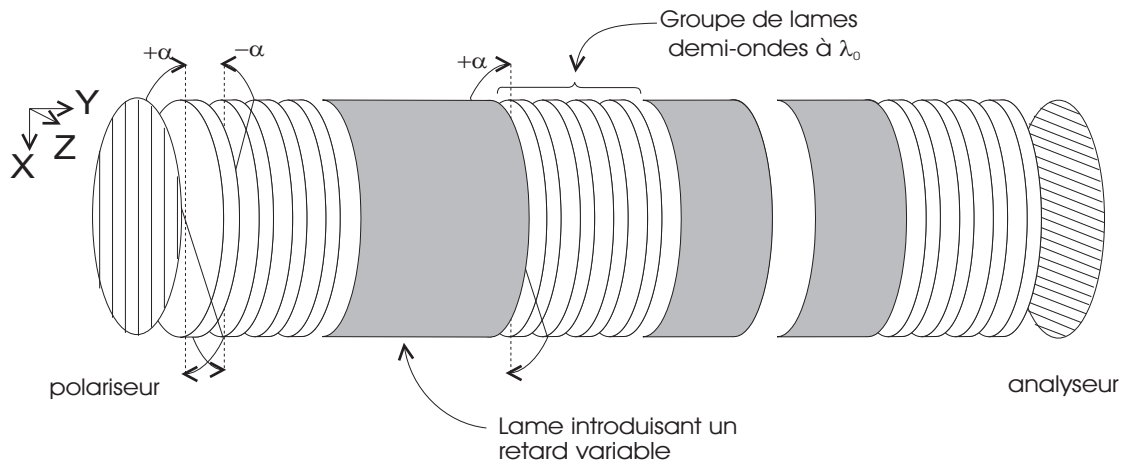


FIGURE II.1-6: Accord simplifié d'un filtre de Šolc.

Comme précédemment, la longueur d'onde,  $\lambda_F$ , à laquelle le filtre aura une transmittance maximale (i. e. où la polarisation restera rectiligne et subira une rotation de  $90^\circ$ ), sera celle pour laquelle le retard introduit par le groupe de lames demi-onde à  $\lambda_0$  et la lame supplémentaire, sera un multiple entier de  $2\pi$ . La modification du retard induit par la lame supplémentaire permet, ici encore, l'accord du filtre.



On voit ici que le nombre de lames dans le groupe doit être assez faible, sinon l'ellipticité résiduelle de la polarisation avant le polariseur de sortie sera importante et le filtre présentera une baisse de la transmittance maximale aux longueurs d'onde différentes de  $\lambda_0$ . En fait le groupe de lames inclinées se comporte comme un filtre élémentaire dont la sélectivité en longueur d'onde ne doit pas être trop importante afin de ne pas empêcher l'accord du filtre complet.

On peut ici pressentir un effet annexe des lames supplémentaires introduites pour accorder le filtre. Celles-ci vont créer des pics secondaires dans la transmittance, aux longueurs d'onde pour lesquelles le déphasage produit par un groupe de lames inclinées et une lame supplémentaire<sup>3</sup> ne sera plus simplement de  $2\pi$  mais  $4\pi$ ,  $6\pi$ , ...

Ce dernier principe de filtrage permet de concevoir un filtre tout intégré. En effet, la réalisation d'un filtre massif correspondant au cahier des charges serait assez difficile (réalisation d'un grand nombre de lames d'épaisseur contrôlée, assemblage de ces lames selon un angle précis, etc.) et son accord nécessiterait des tensions très importantes ( $\approx kV$ ). Il est intéressant, comme souligné dans le chap. I, d'obtenir un dispositif dont les dimensions spatiales sont réduites. Ainsi, les tensions appliquées sur les lames supplémentaires pour l'accord du filtre, se trouvent fortement diminuées. De plus, l'application d'une tension fixe avec une polarité alternée selon des axes judicieusement choisis permet d'obtenir sur un cristal électro-optique, des zones du cristal dont les axes ont tourné d'un angle  $+\alpha$  et  $-\alpha$ , reproduisant l'effet des lames massives inclinées. On arrive ainsi, tout naturellement, à la structure de la Fig. II.1-7, proposée pour la première fois par R. Alferness et al. dans [21].

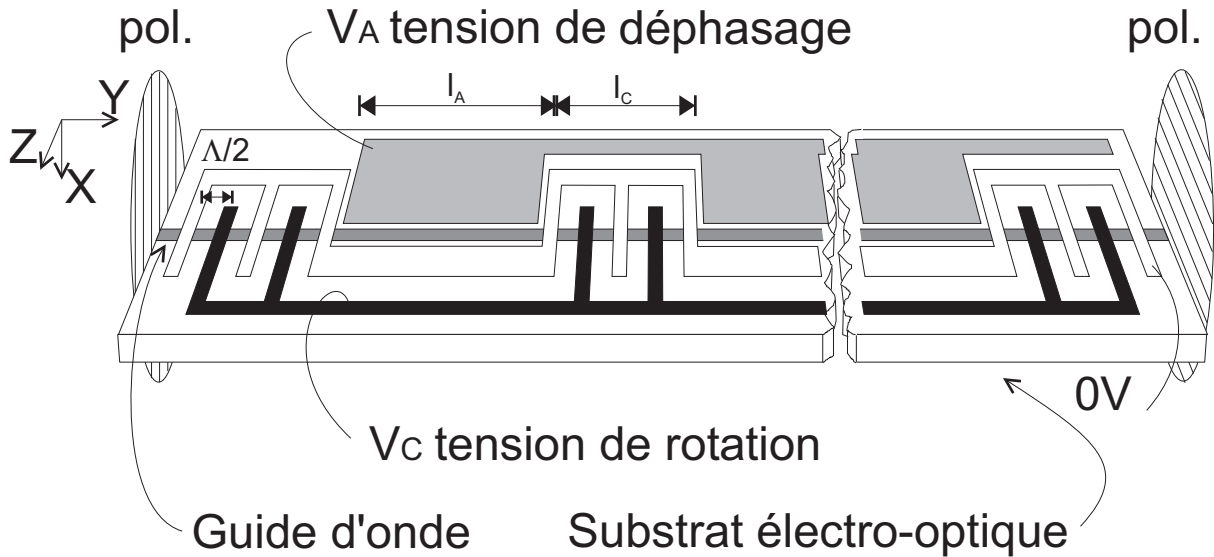


FIGURE II.1-7: Filtre de Šolc accordable modifié intégré.

Les électrodes en peigne permettent d'obtenir un champ électrique alternatif dont une des composantes provoque la rotation des axes du cristal, avec un angle contrôlable par la valeur de la tension  $V_C$ . Le déphasage introduit par les sections supplémentaires est modifiable à travers la tension  $V_A$ . On retrouve aussi la relation de Bragg, que nous avons

3. Le même phénomène a lieu avec la simple lame inclinée si la rotation est de  $\alpha + 2\pi$  par exemple, cependant les longueurs d'onde correspondantes sont situées très loin de  $\lambda_0$ , comme nous le verrons par la suite.



vue au chap. I, en remarquant que la demi-période des électrodes en peigne,  $\Lambda/2$ , est telle qu'une lame qui aurait cette épaisseur serait demi-onde à  $\lambda_0$ . Elle introduirait donc un déphasage de  $\pi$  entre les deux composantes orthogonales de l'onde lumineuse, soit :

$$2\pi \frac{\Delta n \frac{\Lambda}{2}}{\lambda_0} = \pi \Rightarrow \lambda_0 = \Delta n \cdot \Lambda \quad (\text{II.1-1})$$

avec  $\Delta n$  différence entre les indices vus par les deux composantes orthogonales de l'onde,  $\Lambda$  période des électrodes en peigne,  $\lambda_0$  longueur d'onde fondamentale (i. e. sans accord) de filtrage.

Le modèle heuristique que nous venons d'exposer, nous permet de comprendre de nombreux aspects du fonctionnement du filtre accordable de Šolc. Cependant nous avons besoin d'un modèle plus formel afin de pouvoir étudier plus précisément notre filtre intégré et d'obtenir des données sur sa transmittance exacte, que ce modèle là ne peut fournir. La théorie des ondes couplées va maintenant permettre de parvenir à un tel résultat.

## II.2 Un modèle phénoménologique : couplage et déphasage entre modes

Nous allons dans ce paragraphe décrire le fonctionnement de notre dispositif grâce à un modèle analytique basé sur des considérations phénoménologiques, sans nous préoccuper, pour l'instant, de la réalité physique.

Nous ferons tout d'abord l'hypothèse d'existence d'onde propre de la structure, les modes. Nous utiliserons alors la théorie des ondes couplées, afin d'expliquer les échanges d'énergie existant entre les deux directions de polarisation. Celle-là nous permettra de connaître la largeur à mi-hauteur de la transmittance de notre filtre. Puis nous montrerons l'existence d'une relation simple, de type transformation de Fourier, existant entre le coefficient de couplage apparaissant dans la théorie précédente et la transmittance du dispositif. Cette relation permet d'avoir une perception intuitive des effets de variations de couplage selon la direction de propagation. Enfin, pour déterminer les capacités d'accord du composant, nous serons amenés à faire une autre hypothèse phénoménologique, concernant l'existence d'un retard introduit par les électrodes d'accord entre les deux modes de notre structure guidante. Nous obtiendrons là un autre paramètre important du composant, la largeur spectrale d'accord.

### II.2.1 Couplage de modes et filtrage

Le modèle du couplage de mode a été développé au milieu des années 50 par S. Miller, afin d'étudier des guides d'ondes électromagnétiques [45]. Divers auteurs se sont attachés à le transposer à des guides diélectriques, et nous utiliserons ici le formalisme plus particulièrement développé par A. Yariv [46]. Ce formalisme s'attache à décrire l'échange d'énergie qui prend place, dans certaines conditions, entre deux ou plusieurs modes propres se propageant à l'intérieur d'une même structure guidante. Le parallèle avec le modèle heuristique massif précédemment étudié, est aisément fait en se rendant compte qu'il n'y a ici que deux ondes pouvant échanger leurs énergies. Ces deux ondes vibrent selon les deux directions de polarisation des polariseurs d'entrée et de sortie du modèle heuristique. Ainsi, au lieu de considérer la rotation de la direction de vibration de l'onde lumineuse,





nous étudions l'échange d'énergie qui se produit entre ces deux composantes orthogonales. On peut parler ainsi de formalisme du couplage d'ondes. On substitue alors au terme de 'rotation', le terme 'couplage'. Le terme 'déphasage' reste encore approprié.

Ce formalisme appliqué à la structure massive du filtre de Šolc (cf. Fig. II.1-6) donne exactement les mêmes résultats [35] que le formalisme du couplage de modes appliqué au guide d'onde de la structure intégrée [29] (cf. Fig. II.1-7) <sup>4</sup>.

L'hypothèse initiale qui sous-tend ce formalisme concerne l'existence de deux ondes propres indépendantes, pouvant se propager individuellement, sans changement, dans toute la structure. Dans le cas de structure guidante, de telles ondes prennent le nom de modes du guide. Celles-ci sont décrites par l'équation suivante :

$$a(x, y, z, t) = A f_a(x, z) e^{j(\omega t \pm \beta_a y)} \quad (\text{II.2-1})$$

$$b(x, y, z, t) = B f_b(x, z) e^{j(\omega t \pm \beta_b y)} \quad (\text{II.2-2})$$

avec  $a, b$  champs optiques complexes de l'onde lumineuse des modes  $a$  et  $b$ ,  $A, B$  amplitudes des champs,  $f_a, f_b$  répartition complexe transverse du champ,  $\omega$  pulsation du champ, et  $\beta_a, \beta_b$  constantes de propagation selon  $Y$  du champ pour les modes  $a$  et  $b$ .

Lorsqu'il y a couplage entre les deux modes <sup>5</sup>  $a$  et  $b$  qui se propagent dans la même direction, leurs amplitudes varient lentement selon  $Y$  et suivent les équations suivantes :

$$\frac{dA}{dy} = j\kappa B e^{j2\delta y} \quad (\text{II.2-3})$$

$$\frac{dB}{dy} = j\kappa A e^{-j2\delta y} \quad (\text{II.2-4})$$

avec  $\kappa$  coefficient de couplage entre les deux modes,  $A, B$  amplitude lentement variable selon  $Y$  et  $2\delta = \beta_b - \beta_a$  différence entre constante de propagation.

Ces deux équations, que nous justifierons dans le chap. III, constituent l'une des clefs du système. En dérivant (II.2-4), puis en utilisant (II.2-3) on obtient une équation différentielle du second ordre en  $B$ , dont la solution générale est donnée par :

$$B(y) = \left( \alpha_1 e^{-j\sqrt{\delta^2 + \kappa^2} y} + \alpha_2 e^{+j\sqrt{\delta^2 + \kappa^2} y} \right) e^{j\delta y} \quad (\text{II.2-5})$$

avec  $\alpha_1, \alpha_2$  constantes fonction des conditions aux limites.

On suppose que l'on regarde le couplage de l'onde  $a$  sur l'onde  $b$ , et qu'à l'entrée de la structure l'onde  $b$  a une amplitude nulle, soit les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{aligned} A(0) &= A_0 \Rightarrow \left( \frac{dB}{dy} \right)_{y=0} = -j\kappa A_0 \\ B(0) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II.2-6})$$

4. La comparaison des résultats trouvés dans [35] et [29] révèle des disparités, dont l'origine ne saurait être trouvée dans une quelconque différence entre modèle, s'agissant, en fait, du même. Elles sont plus simplement dues à des approximations différentes, mais pareillement valables, ou bien à des erreurs dans l'application rigoureuse du formalisme... que nous corrigerons.

5. On préfère ici la notion de mode plutôt que celle d'onde. En effet, nous avons fait apparaître une répartition transverse du champ, qui ne peut rester constante pour une onde se propageant dans l'espace libre (ce n'est plus une onde plane infinie) en raison de la diffraction. Seul le confinement du champ, son guidage, autorise une telle hypothèse.





avec  $A_0$  amplitude de l'onde a en entrée du guide.

Ces conditions aux limites permettent de résoudre (II.2-5) et l'amplitude complexe de l'onde b a pour expression :

$$B(y) = -jA_0 e^{j\delta y} \frac{\kappa}{\sqrt{\kappa^2 + \delta^2}} \sin\left(\sqrt{\kappa^2 + \delta^2}y\right) \quad (\text{II.2-7})$$

En utilisant (II.2-4) on obtient aussi l'évolution de l'amplitude complexe de l'onde a :

$$A(y) = A_0 e^{-j\delta y} \left[ \cos\left(\sqrt{\kappa^2 + \delta^2}y\right) + j \frac{\kappa}{\sqrt{\kappa^2 + \delta^2}} \sin\left(\sqrt{\kappa^2 + \delta^2}y\right) \right] \quad (\text{II.2-8})$$

La Fig. II.2-1 présente l'évolution de l'intensité<sup>6</sup> de l'onde b, en fonction de la distance de propagation normalisée  $\kappa y$  pour différentes valeurs du désaccord de phase normalisé  $\delta/\kappa$ .

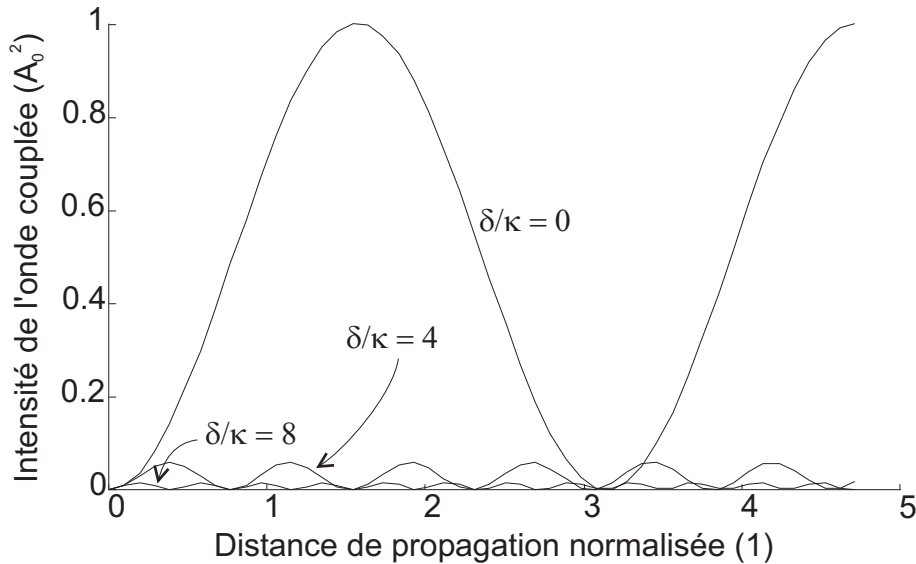


FIGURE II.2-1: Intensité normalisée (par rapport à  $A_0^2$ ) de l'onde couplée, en fonction de la distance de propagation normalisée ( $\kappa y$ ). Le paramètre est le désaccord de phase normalisé ( $\delta/\kappa$ ).

On constate sur cette courbe l'existence d'une périodicité du couplage d'énergie. De plus, on peut remarquer que l'efficacité maximale de couplage diminue très rapidement dès que le désaccord de phase devient différent de zéro. Il convient de trouver un moyen de supprimer ce désaccord, qui conditionne la sélectivité spectrale du filtre. Il suffit en fait de faire apparaître un terme de phase dans le coefficient de couplage (i. e. le rendre périodique) qui annule le désaccord de phase provoqué par la différence entre constantes de propagation, soit :

$$\kappa = \kappa(y) = 2\kappa_0 \frac{e^{+j\frac{2\pi}{\Lambda}y} + e^{-j\frac{2\pi}{\Lambda}y}}{2} \quad (\text{II.2-9})$$

6. On appelle ici 'intensité' le module carré de l'amplitude du mode, c'est à dire la quantité  $AA^*$ , où \* note le complexe conjugué.



avec  $\kappa(y)$  coefficient de couplage évoluant selon  $Y$ ,  $2\kappa_0$  amplitude du coefficient de couplage,  $\Lambda$  période du coefficient de couplage.

La périodicité du coefficient de couplage est bien évidemment obtenue par l'intermédiaire des électrodes en peigne apparaissant sur la Fig. II.1-7. La condition d'accord de phase est similaire à la notion de lames demi-onde pour le filtre de Šolc massif. En effet, en introduisant (II.2-9) dans les équations de couplage (II.2-3)-(II.2-4) on obtient deux termes de phase où apparaissent la somme et la différence entre  $\delta$  et  $2\pi/\Lambda$ . En ne retenant que les termes en différence<sup>7</sup> permettant d'obtenir un désaccord de phase nul à une longueur d'onde  $\lambda_0$ , il vient :

$$2\delta'(\lambda_0) = |\beta_b(\lambda_0) - \beta_a(\lambda_0)| - \frac{2\pi}{\Lambda} = 0 \Rightarrow \lambda_0 = \Delta n_{ph}(\lambda_0) \cdot \Lambda \quad (\text{II.2-10})$$

avec  $2\delta'$  désaccord de phase relatif par unité de longueur,  $\beta_{a,b}(\lambda_0) = n_{a,b}(\lambda_0) \frac{2\pi}{\lambda_0}$  constantes de propagation des modes a et b à  $\lambda_0$ ,  $n_{a,b}$  indices de phase effectif des modes a et b,  $\Delta n_{ph}(\lambda_0) = |n_b(\lambda_0) - n_a(\lambda_0)|$  différence entre les indices de phase effectifs des deux modes à  $\lambda_0$ ,  $\Lambda$  période des électrodes en peigne et  $\lambda_0$  longueur d'onde d'efficacité maximale de couplage.

On retrouve ici une nouvelle fois la condition d'accord de Bragg, qui assure la sélectivité en longueur d'onde du couplage entre les deux modes. La longueur d'onde  $\lambda_0$  est choisie au moment de la conception et détermine donc la période des électrodes en peigne. Pour cette longueur d'onde, l'amplitude de l'onde couplée (II.2-7) prend donc la simple forme d'un sinus ( $B(y) = A_0 \sin(\kappa_0 y)$ ) et le couplage d'énergie dans le mode b devient donc maximal après une distance  $L$ , telle que :

$$\kappa_0 L = \frac{\pi}{2} \quad (\text{II.2-11})$$

Cette distance est en fait la moitié de la période spatiale d'échange d'énergie. En effet après avoir parcouru une distance  $2L$ , l'énergie sera de nouveau entièrement dans le mode a, ainsi que l'examen de la courbe Fig. II.2-1 nous en convainc.

On peut aussi s'intéresser à l'évolution du couplage en fonction du désaccord de phase, après une distance  $L$ , en reprenant une fois de plus le module au carré de (II.2-7), afin d'obtenir l'intensité du mode b, c'est-à-dire :

$$|B(\delta'/\kappa_0)|^2 = A_0^2 \frac{1}{1 + \frac{\delta'^2}{\kappa_0^2}} \sin^2 \left( \sqrt{1 + \frac{\delta'^2}{\kappa_0^2}} \frac{\pi}{2} \right) \quad (\text{II.2-12})$$

Cette formule permet en fait de décrire la transmittance spectrale en énergie du filtre. En effet, au lieu d'utiliser comme variable le désaccord de phase normalisé ( $\delta'/\kappa_0$ ), il serait tout à fait équivalent de prendre la longueur d'onde, la valeur centrale de l'échelle valant  $\lambda_0$  (i. e. point où  $2\delta' = 0$ ). L'écart de longueur d'onde par rapport à  $\lambda_0$  pouvant être simplement relié au désaccord de phase par la relation suivante, obtenue en différentiant (II.2-10) :

$$d\lambda = - \frac{\lambda_0^2}{\Delta n_{gr}(\lambda_0)} \frac{d\delta'}{\pi} \quad (\text{II.2-13})$$

7. Les termes en somme font apparaître un couplage présentant un fort désaccord de phase ( $\delta + \frac{2\pi}{\Lambda}$ ), et leurs effets sont négligés dans notre modèle.



avec  $d\lambda$  : variation de longueur d'onde autour de  $\lambda_0$ ,  $d\delta'$  variation de désaccord de phase par unité de longueur autour de zéro et  $\delta n_{\text{gr}}(\lambda_0) = \Delta n_{\text{ph}}(\lambda_0) - \lambda_0 \left( \frac{\partial \Delta n_{\text{ph}}}{\partial \lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0}$  différence d'indice de groupe à  $\lambda_0$ .

On a ainsi représenté la transmittance du filtre  $B^2(L)/A_0^2$ , sur la Fig. II.2-2.

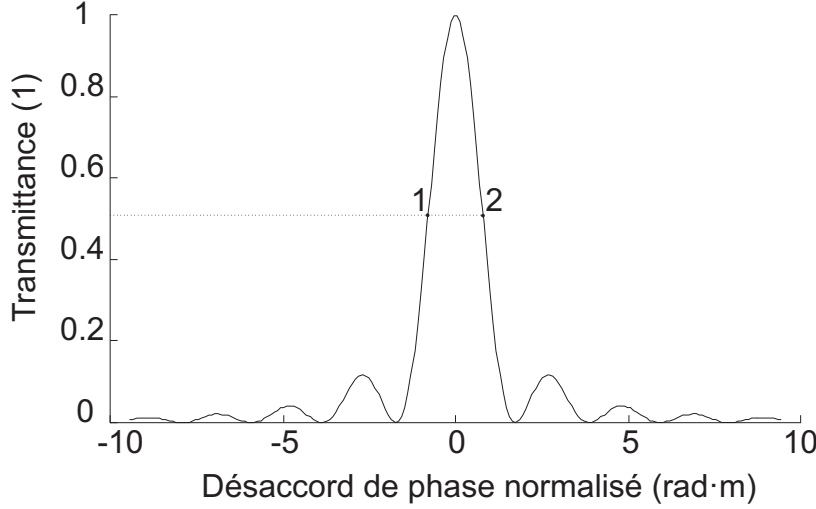


FIGURE II.2-2: Transmittance spectrale en énergie du filtre en fonction du désaccord de phase relatif normalisé ( $\delta'/\kappa_0$ ), pour une distance de propagation normalisée de  $\kappa_0 L = \pi/2$ .

De part et d'autre du lobe central, dont la transmittance maximale est unitaire, on remarque l'existence de lobes latéraux importants atteignant plus de 10% de la transmittance maximale. Afin de déterminer la largeur à mi-hauteur de la bande passante du filtre, on se place aux points 1 et 2 où la transmittance vaut 0.5, et l'on trouve  $\delta'/\kappa_0 \approx \pm 0.798$ . On exprime alors cette largeur en longueur d'onde grâce à (II.2-13)<sup>8</sup>, et on la simplifie en se rappelant que  $\kappa_0 L = \pi/2$  :

$$\delta\lambda \approx \frac{\lambda_0^2}{\Delta n_{\text{gr}}} \cdot 2 \cdot 0.798 \frac{\kappa_0}{\pi} \approx 0.8 \frac{\lambda_0^2}{\Delta n_{\text{gr}} L} \quad (\text{II.2-14})$$

avec  $\delta\lambda$  largeur à mi-hauteur de la bande passante du filtre (FWHM) et  $L$  longueur totale du composant.

Nous avons obtenu là une caractéristique importante de notre filtre, mais jusqu'à présent nous n'avons considéré que les seuls effets de la section d'électrodes en peigne, en ignorant l'effet induit par les sections d'électrodes planes. Avant de regarder leur effet d'accord, nous allons nous intéresser à l'influence sur le couplage de cette modulation selon  $Y$  du coefficient de couplage.

Cette dernière est équivalente, dans le cadre du modèle phénoménologique que nous avons décrit, sur toute la structure de longueur  $L$  de la Fig II.1-7 à :

8. L'usage de cette formule ne doit pas étonner, on reconnait en effet la quantité  $\Delta\delta/\pi$  qui a la même dimension qu'un nombre d'onde,  $\sigma$ , unité naturelle de travail lorsque l'on parle de dispositif interférentiel, comme l'est en fait le filtre de Solc.



- une sinusoïde dans les parties où se trouvent les électrodes de couplage de longueur  $l_C$ , conformément<sup>9</sup> à l'expression du couplage (II.2-9),
- un couplage nul dans les parties où se trouvent les électrodes de déphasage de longueur  $l_A$ ,
- un couplage nul à l'extérieur de la structure.

On obtient ainsi une représentation semblable à celle de la Fig. II.2-3.

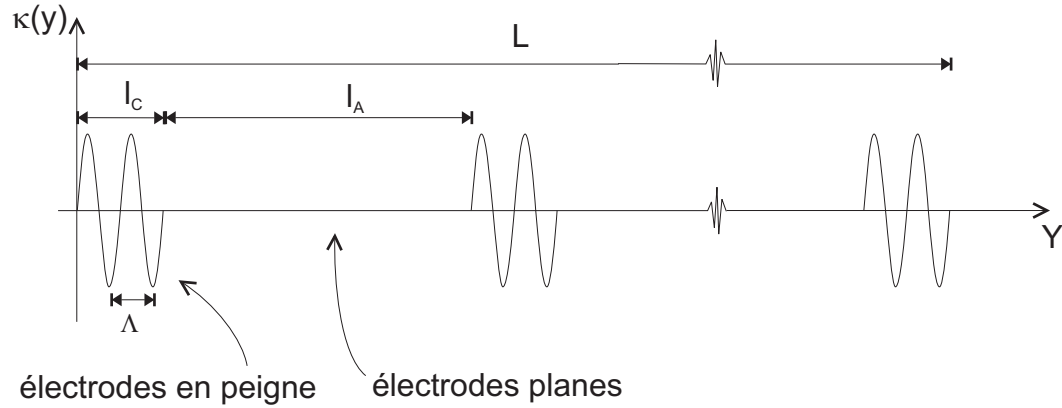


FIGURE II.2-3: Evolution du coefficient de couplage le long du filtre de la Fig. II.1-7.

Le coefficient de couplage  $\kappa$  que nous utilisons, est un coefficient de couplage par unité de longueur. Si l'on veut qu'il soit correct pour l'étude de toute la structure de longueur  $L$ , alors que le couplage n'existe que dans les sections de longueur  $l_C$ , il faut pondérer sa valeur par un coefficient approprié. En somme, il faut déterminer sa valeur moyenne qui est :

$$\bar{\kappa} = \kappa_0 \frac{l_C}{l_C + l_A} = \kappa_0 \rho_C \quad (\text{II.2-15})$$

avec  $\bar{\kappa}$  coefficient de couplage par unité de longueur,  $\kappa_0$  coefficient de couplage dans les sections de couplage,  $\rho_C$  rapport cyclique des longueurs des sections de couplage et d'accord.

A côté de cette diminution du couplage, il est des effets de cette modulation selon  $Y$  du coefficient de couplage, plus difficilement prévisibles auxquels nous allons nous intéresser. Pour ce faire, aiguiller par la similitude entre la transmittance du filtre et une fonction sinus cardinal, nous allons montrer qu'il existe une relation simple de transformée de Fourier entre la transmittance du filtre et la dépendance selon  $Y$  du coefficient de couplage. Ce modèle approché, mais simple, permettra de nouveau à l'intuition de s'exprimer.

## II.2.2 Coefficient de couplage et transformation de Fourier

La relation de transformée de Fourier qui existe entre la dépendance selon la direction de propagation du coefficient de couplage et la transmittance d'un dispositif fonctionnant sur le principe du couplage de mode a été mise en évidence par J. Evans, à partir d'équations de couplage légèrement différentes des nôtres [40].

9. Ce profil sinusoïdal n'est pas celui du champ électrique produit par les électrodes (que nous verrons dans le chap. III), mais c'est uniquement la partie du champ permettant d'obtenir ce couplage sinusoïdal en phase qui est retenue dans notre modélisation, ainsi que nous l'avons précisé dans l'établissement de (II.2-10).



On fait l'hypothèse que l'onde a incidente subit dans l'opération de couplage une déplétion négligeable (nous verrons plus loin ce que cette hypothèse implique), donc que son amplitude reste quasiment constante le long de la direction de propagation Y et égale à  $A(0) = A_0$ . On peut alors directement intégrer l'équation (II.2-4) :

$$B(L) = j\kappa A_0 \int_0^L \kappa(y) e^{-j2\delta y} = j\kappa A_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \kappa(y) e^{-j2\pi F y} = j\kappa A_0 \text{TF}\{\kappa(y)\} \quad (\text{II.2-16})$$

avec  $B(L)$  amplitude de l'onde b couplée en sortie,  $F = \delta/\pi$  fréquence spatiale, variable réciproque de  $y$  et  $\text{TF}\{\kappa(y)\}$  transformée de Fourier de  $f(y)$

On voit donc que la transmittance spectrale en énergie du filtre (i. e. le rapport  $B^2(L)/A^2(0)$ ), est le carré de la transformée de Fourier spatiale, selon Y, du coefficient de couplage. Or la distribution représentée sur la Fig. II.2-3 peut être mise sous la forme suivante :

$$\kappa(y) = 2\kappa_0 \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} y\right) \cdot \text{rect}(l_C) \otimes \coprod(l_C + l_A) \cdot \text{rect}(L) \quad (\text{II.2-17})$$

avec  $\text{rect}(x)$  distribution porte de largeur  $x$ ,  $\coprod(x)$  peigne de dirac de période  $x$ .

A partir de cette forme du coefficient de couplage il nous est possible de calculer analytiquement la transmittance approchée du filtre. Cependant ce calcul ne saurait avoir beaucoup de sens, en raison des approximations que nous avons faites, et, de plus, ne serait pas très 'parlant'.

Il nous a semblé plus intéressant, à la suite de G. Ramantoko [35], de ne présenter qu'une vue graphique de cette transformation de Fourier. On présente ainsi en haut de la Fig. II.2-4 la variation spatiale selon la direction de propagation Y du coefficient de couplage, en la décomposant en produit direct et de convolution de distributions élémentaires. On montre ensuite la transformée de Fourier de ces distributions, puis, dans le bas de la figure, le résultat final de cette transformation.

L'hypothèse de non-déplétion du mode incident que nous avons faite plus haut nous indique, en fait, que le modèle de la transformée de Fourier est valable lorsque la transmittance est proche de 0, c'est à dire lorsqu'il y a conservation de l'énergie dans le mode incident. Ainsi nous pouvons avoir une grande confiance dans les positions des zéros de transmission observables sur la Fig. II.2-4. De plus les maxima de transmission étant situés à égale distance de deux minima, leurs positions seront aussi connues avec une bonne précision, bien qu'ici l'hypothèse fondamentale du modèle ne soit plus vérifiée. Mais en ce qui concerne l'enveloppe de la transmittance, ce modèle ne saurait être considéré comme valable, car en tout point où la transmittance est non nulle, il y a déplétion significative du mode incident et le modèle s'effondre. On peut remarquer cependant qu'au voisinage du pic principal de conversion le modèle peut encore être utilisé. En effet, on peut modéliser ici l'absorption du filtre, au lieu de la transmission, qui présentera donc un zéro (i. e. transmission unitaire) au niveau de ce pic. La validité de notre modèle au niveau des zéros de la fonction considérée nous permet ainsi d'être certain de bien obtenir une transmission unitaire en ce point.

Cette figure permet de connaître les principales caractéristiques de la transmittance que le modèle heuristique n'avait pu entièrement révéler. Ainsi, nous remarquons l'existence de pics secondaires de conversion espacés régulièrement de part et d'autre du pic



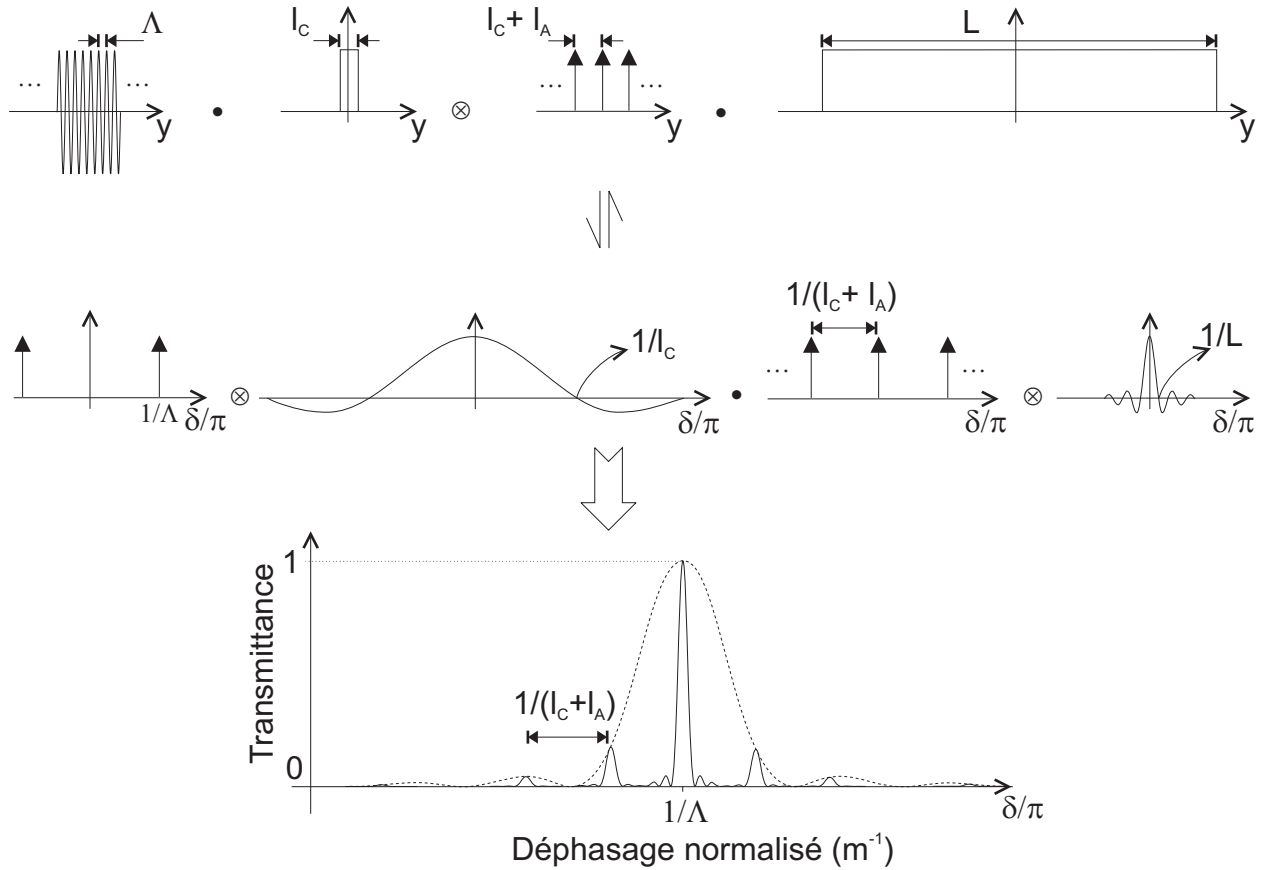


FIGURE II.2-4: Illustration de la relation de transformée de Fourier (au milieu) existant entre la dépendance selon la direction de propagation du coefficient de couplage (en haut) et la transmittance du filtre (en bas).

principal. Cette période n'est rien d'autre que l'intervalle spectral libre (ISL) du filtre. L'usage de (II.2-13) permet de l'exprimer en longueur d'onde, on a :

$$\Delta\lambda_{\text{ISL}} = \frac{\lambda_0^2}{\Delta n_{\text{gr}}} \frac{1}{l_C + l_A} \quad (\text{II.2-18})$$

avec  $\delta\lambda_{\text{ISL}}$  intervalle spectral libre du filtre (écart entre pics de conversion),  $l_C$  longueur de la section de conversion,  $l_A$  longueur de la section d'accord,  $\lambda_0 = \Lambda\Delta n_{\text{eff}}$  longueur d'onde de conversion en accord de phase,  $\Lambda$  période des électrodes en peigne,  $\Delta n_{\text{gr}}$  différence d'indice de groupe à  $\lambda_0$ .

Le pic principal et les pics secondaires de conversion présenteront le même aspect, avec un lobe central entouré de lobes latéraux. L'écart entre les maxima du lobe central et du premier lobe latéral est donné approximativement par :

$$\delta\lambda_{\text{MAX}} \approx \frac{\lambda_0^2}{\Delta n_{\text{gr}}} \frac{\sqrt{2}}{L} \quad (\text{II.2-19})$$

avec  $\delta\lambda_{\text{MAX}}$  écart entre les maxima du lobe central et du premier lobe latéral et  $L$  longueur totale du dispositif.

On a pu remarquer sur la Fig. II.2-2 que ces lobes latéraux présentent un niveau assez important qui peut parfois être gênant. Bien que, comme nous l'avons déjà dit,



la transformée de Fourier ne permette de n'appréhender qu'imparfaitement l'amplitude de la transmittance, donc tout particulièrement des lobes latéraux, elle peut donner un point de départ à une étude visant à réduire leur niveau. Cette technique porte le nom général d'apodisation et consiste à effectuer une modulation supplémentaire du coefficient de couplage tout au long de la structure. En effet, comme on peut le voir sur la Fig. II.2-4, le profil spectral d'un pic de conversion est entièrement déterminé (dans les limites de ce modèle...) par le profil spatial sur la longueur  $L$  du coefficient de couplage, ici une fonction porte. Si l'on remplace cette fonction par une gaussienne, un sinus tronqué ou mieux un profil de Blackman [47], le niveau des lobes latéraux diminue sensiblement<sup>10</sup>. Ce principe a été souvent étudié théoriquement [48, 47], mais plus rarement appliqué, car corrélativement à cette baisse du niveau des lobes latéraux, on voit la largeur à mi-hauteur du lobe central de la transmittance augmenter [49, 50].

L'étude du couplage de mode et l'usage de la transformée de Fourier nous ont permis de déterminer de nombreuses caractéristiques essentielles de notre filtre. Cependant le modèle phénoménologique ne nous a pour l'instant rien révélé au sujet de l'accord du filtre, étude qui va nécessiter l'introduction d'une nouvelle hypothèse phénoménologique.

### II.2.3 Déphasage entre modes et accord

L'hypothèse phénoménologique que nous faisons ici est de traduire l'effet des électrodes planes d'accord par une modification des constantes de propagation des deux modes. Ainsi, les constantes de propagation apparaissant dans (II.2-1)-(II.2-2), deviennent fonctions de la tension d'accord  $V_A$  selon les relations suivantes :

$$\beta'_a = \beta_a + \Delta\beta_a(V_A) \quad (\text{II.2-20})$$

$$\beta'_b = \beta_b + \Delta\beta_b(V_A) \quad (\text{II.2-21})$$

avec  $\beta'_{a,b}$  constantes de propagation des modes a et b au niveau des électrodes d'accord,  $\beta_{a,b}$  constantes de propagation des modes pour  $V_A = 0$  et  $\Delta\beta_{a,b}(V_A)$  variation des constantes de propagation dépendant de  $V_A$ .

La section d'accord introduit une condition supplémentaire quant à la longueur d'onde où la conversion est maximale. En effet, en plus de la condition d'accord de phase dans la section de conversion, il doit y avoir reprise en phase de la conversion dans deux sections de conversion successives. Le déphasage accumulé entre les deux modes dans une section conversion-accord doit donc être un multiple entier de  $2\pi$ . Observons sur la Fig. II.2-5 le déphasage accumulé dans une section conversion-accord.

Le facteur  $\alpha$  apparaît uniquement au niveau des électrodes d'accord, car celles-ci, à la différence des électrodes de conversion, ne sont pas obligatoirement d'une longueur égale à un nombre entier de fois  $\Lambda$ . Le déphasage total ainsi induit est donc :

$$\delta\Phi = (n + m)2\pi + (n + m + \alpha)\epsilon + (M + \alpha)\phi + \alpha 2\pi \quad (\text{II.2-22})$$

avec  $\Delta\Phi$  déphasage total induit dans une section conversion-accord,  $\epsilon = (\beta_b - \beta_a)\Lambda - 2\pi$  déphasage induit lorsque l'on s'écarte de  $\lambda_0$ ,  $\phi = \Delta\beta \cdot \Lambda$  déphasage induit par les électrodes d'accord,  $\Delta\beta = \Delta\beta_b(V_A) - \Delta\beta_a(V_A)$  différence entre les variations des constantes

---

10. Etant donnée la faiblesse du modèle quant à la prédiction du profil de la transmittance, on peut en effet craindre que les profils de couplage optimaux pour ce modèle, ne le soit plus dans la réalité...





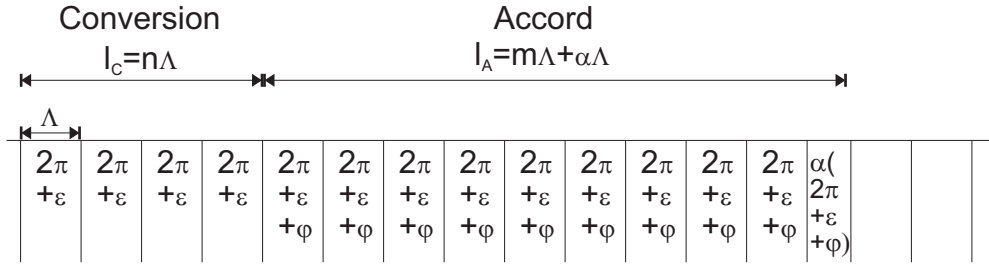


FIGURE II.2-5: Déphasage accumulé dans une section conversion-accord ou ? représente le déphasage supplémentaire lorsque l'on se place à une longueur d'onde différente de  $\lambda_0$  et  $\phi$  le déphasage supplémentaire introduit par les électrodes d'accord.

de propagation,  $l_C = n\Lambda$  longueur des électrodes de conversion et  $l_A = m\Lambda + \alpha\Lambda$  longueur des électrodes d'accord.

On peut ainsi déterminer le désaccord de phase moyen par unité de longueur, par rapport à la condition  $\Delta\Phi = 2k\pi$ , dans une telle section. On suppose que la longueur d'onde est proche de  $\lambda_0$  (i. e.  $\epsilon \ll 1$ ), et que le déphasage induit par les électrodes d'accord est faible (i. e.  $\phi \ll 1$ ), afin que le déphasage induit par ces quantités reste inférieur à  $2\pi$  :

$$\begin{aligned}\bar{\delta} &= \frac{\Delta\Phi - 2(n+m)\pi}{2(n+m+\alpha)\Lambda} \\ &= \frac{\beta_b - \beta_a}{2} - \frac{\pi}{\Lambda} + \frac{\Delta\beta}{2} \frac{l_A}{l_A + l_C} + \alpha \frac{\pi}{l_A + l_C} \\ &= \delta' + \frac{\Delta\beta}{2}(1 - \rho_C) + \alpha \frac{\pi}{l_A + l_C}\end{aligned}\tag{II.2-23}$$

avec  $2\bar{\delta}$  désaccord de phase moyen relatif par unité de longueur,  $\Delta\beta = \Delta\beta_b(V_A) - \Delta\beta_a(V_A)$  différence entre les variations des constantes de propagation,  $l_A = n\Lambda$  longueur de la section d'accord,  $l_C = (m + \alpha)\Lambda$  longueur de la section de conversion,  $n, m$  nombres entiers naturels,  $\rho_C = \frac{l_C}{l_A + l_C}$  rapport cyclique des électrodes de conversion et d'accord et  $\delta'$  désaccord de phase relatif par unité de longueur.

L'introduction de ce résultat dans (II.2-12) se justifie dans le cas où la section d'électrodes en peigne n'est pas 'trop' longue, afin que l'on puisse considérer un mélange des effets de couplage et d'accord et non pas des effets séparés. De plus on est ici dans un voisinage de  $\lambda_0$ , et l'on ignore donc les pics secondaires de transmission.

La relation (II.2-23) montre que l'on peut modifier la longueur d'onde où la conversion est maximale, c'est-à-dire où le désaccord de phase  $\bar{\delta}$  est nul, en jouant sur la tension  $V_A$  ou sur le facteur  $\alpha$ . Nous avons ici l'effet d'accord spectral du filtre que nous recherchons. On a représenté sur la Fig. II.2-6 la transmittance du filtre, déterminée à partir de (II.2-12), pour différentes valeurs de  $\Delta\beta$  lorsque  $\alpha$  est nul.

Les maxima de transmission, lorsque le filtre est accordé, sont obtenus lorsque le désaccord de phase moyen relatif est nul (i. e.  $\bar{\delta} = 0$ ). Cette condition nous permet de connaître une autre caractéristique importante du filtre, le domaine spectral d'accord. En appelant  $\Delta\beta_{\text{MAX}}$  la différence maximale entre constantes de propagation que l'on peut obtenir en appliquant la tension maximale que supportent les électrodes d'accord,  $V_{\text{MAX}}$ , et en faisant usage de (II.2-13), on obtient :





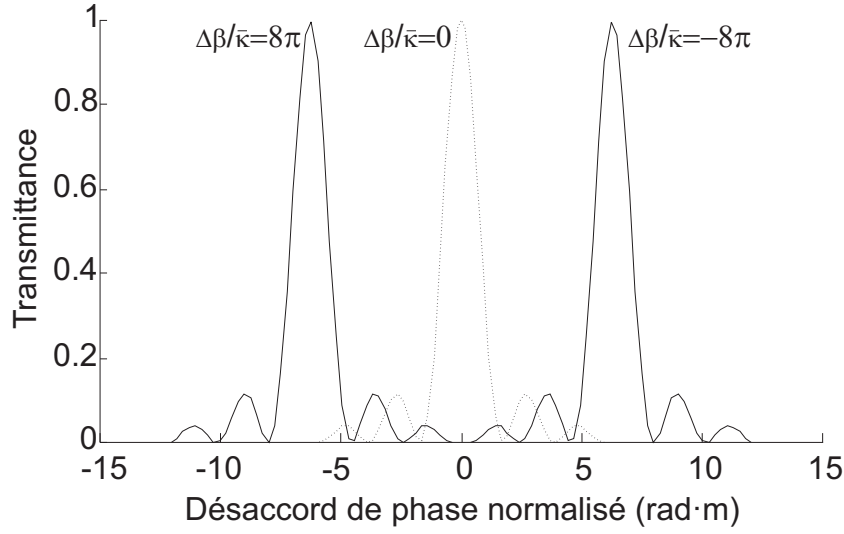


FIGURE II.2-6: Accord spectral du filtre en fonction de  $\delta'/\kappa$  pour deux valeurs opposées de la tension d'accord induisant un déphasage supplémentaire normalisé de  $\pm 4\pi$  (On a  $\bar{\kappa}L = \pi/2$  et  $\rho_C = 0.5$ ).

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{\Delta n_{\text{gr}}\pi} (1 - \rho_C) \Delta\beta_{\text{MAX}} \quad (\text{II.2-24})$$

avec  $\Delta\lambda$  domaine spectral d'accord (i. e. déplacement spectral du pic principal entre  $V_A = +V_{\text{MAX}}$  et  $V_A = -V_{\text{MAX}}$ ) et  $\Delta\beta_{\text{MAX}}$  différence maximale entre constantes de propagation lorsque  $V_A = \pm V_{\text{MAX}}$ .

On peut remarquer que le seul paramètre aisément modifiable qui permet d'augmenter le domaine spectral d'accord est le rapport cyclique des sections d'accord et de conversion. C'est sur ce paramètre que nous devons jouer afin d'obtenir le plus grand nombre de canaux dans notre filtre.

Le paramètre  $\alpha$ , qui apparaît dans (II.2-23), est déterminé par la longueur de la section d'accord (en fait, par la distance séparant deux sections de conversion). Cette longueur  $l_A$ , à la différence de  $l_C$ , n'est en effet pas obligatoirement un multiple entier de  $\Lambda$ . On peut ainsi réaliser un accord permanent du filtre, c'est-à-dire qu'à tension d'accord nulle, la conversion maximale n'a pas lieu à  $\lambda_0$ , mais à une autre longueur d'onde. Lorsque  $\alpha = 1$ , le déplacement en déphasage normalisé de la transmittance est de  $1/(l_A + l_C)$ , c'est-à-dire (cf. Fig. II.2-4) que le pic central de conversion a pris la place du premier pic secondaire gauche et que le premier pic secondaire droit est devenu le pic principal. Lorsque  $\alpha$  prend une valeur intermédiaire, les pics de conversions parcourent tout l'intervalle spectral libre initial. Toutefois, l'examen de la Fig. II.2-4 nous montre que lorsque l'on s'éloigne sensiblement de  $\lambda_0$  (i. e. point où  $\delta/\pi = 1/\Lambda$ ), la transmittance maximale du filtre diminue fortement. On aura donc intérêt à avoir un coefficient  $\alpha$  nul (i. e. une longueur de la section d'accord  $l_A$  multiple entier de  $\Lambda$ ) pour avoir une efficacité de conversion maximale.

Ce modèle composite, bien qu'incomplet<sup>11</sup>, a permis de voir les principaux aspects du fonctionnement du filtre. Nous pouvons maintenant déterminer tous les paramètres

11. Nous verrons dans le chap. IV un modèle numérique plus complet, permettant par exemple de connaître le niveau de la transmittance des pics secondaires. Ce modèle ci à le mérite sur ce modèle la d'être analytique et ... un peu original!



utiles à la conception de notre filtre. C'est ce que nous allons faire dans le prochain paragraphe, avant de présenter la technologie qui permettra de le réaliser.

## II.3 Réalisation pratique d'un filtre accordable intégré

Dans ce paragraphe nous allons tout d'abord récapituler les résultats utiles du précédent paragraphe qui vont nous servir à concevoir notre dispositif conformément aux spécifications énoncées dans le chap. I. Après avoir déterminé les principales grandeurs géométriques du filtre nous présenterons la procédure technologique de réalisation, et montrerons un résultat typique obtenu avec un premier composant. Nous verrons que l'étude critique de ce résultat nous amènera à vouloir approfondir la modélisation de notre composant.

### II.3.1 Détermination des caractéristiques physiques du filtre

Le tableau Fig. I.1-2 a donné des objectifs précis pour le composant à réaliser. D'après (II.2-14) il apparaît que pour avoir un filtre le plus sélectif possible (i. e. dont la largeur de bande à mi-hauteur est la plus étroite possible) il importe d'utiliser un dispositif présentant une forte biréfringence et le plus long possible. Le niobate de lithium est un matériau présentant une forte biréfringence, ainsi qu'on peut le voir sur la Fig. II.3-1.

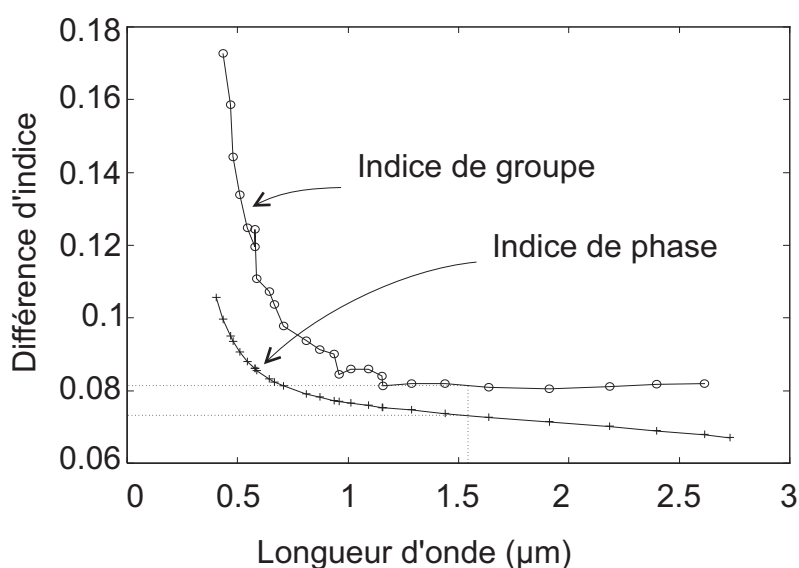


FIGURE II.3-1: Différence d'indice de phase et de groupe pour le niobate de lithium massif en fonction de la longueur d'onde (d'après [51] et (II.2-13)).

Afin d'optimiser les effets des champs électriques créés par les électrodes, nous sommes amenés à utiliser des cristaux de niobate de lithium de coupe X, la propagation se faisant selon Y<sup>12</sup>. Alors, le mode ayant une polarisation parallèle à un axe ordinaire est appelé mode TM et le mode ayant une polarisation parallèle à l'axe extraordinaire mode TE. Ces deux modes sont ceux que nous avons noté a et b dans le §II.2.

12. Le niobate de lithium est un cristal dit uniaxe dont l'axe cristallographique C correspond à l'axe optique extraordinaire. Cet axe est noté Z tout au long de ce mémoire.



En première approximation, nous allons considérer que le guide d'onde ne modifie pas trop les caractéristiques du niobate de lithium massif, tout particulièrement, que les deux modes TE et TM ont pour indice effectif les indices ordinaire et extraordinaire du cristal massif. La longueur d'onde de fonctionnement étant fixée à 1.55  $\mu\text{m}$ , on relève une biréfringence du niobate de lithium massif d'environ 0.073 (i. e.  $\Delta n_{\text{ph}} = 0.073$ ) et une différence d'indice de groupe de 0.082 (i. e.  $\Delta n_{\text{gr}} = 0.082$ ).

En reprenant (II.2-14) on peut déterminer la longueur  $L$  du composant permettant d'obtenir une largeur de bande passante d'environ 0.5 nm :

$$L \approx 0.8 \frac{\lambda_0^2}{\Delta n_{\text{gr}} \delta \lambda} \approx 46 \text{mm} \quad (\text{II.3-1})$$

On remarquera ici que l'on peut obtenir une largeur de bande plus faible en travaillant à une longueur d'onde inférieure.

La période des électrodes en peigne nous est fournie par la relation d'accord de phase dans les sections de conversion :

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{\Delta n_{\text{ph}}} \approx 21.3 \mu\text{m} \quad (\text{II.3-2})$$

Notre composant comportera donc environ 2160 sections de longueur  $\Lambda$ . L'incertitude sur la valeur de  $\Delta n_{\text{ph}}$  étant importante, nous réaliserons des composants avec une période des électrodes en peigne de 20.8  $\mu\text{m}$ , 21  $\mu\text{m}$ , 21.2  $\mu\text{m}$  et 21.4  $\mu\text{m}$ .

D'après [52], la valeur typique de la différence maximale de variations entre les constantes de propagation induite pour une tension de  $V_{\text{MAX}} = 100 \text{ V}$  sur des électrodes d'accord espacées de 10  $\mu\text{m}$  est d'environ 1930  $\text{rad} \cdot \text{m}^{-1}$  (i. e.  $\delta \beta_{\text{MAX}} = 1930 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$ ). Cette donnée nous permet d'estimer la gamme d'accord spectral du filtre :

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda_0^2}{\Delta n_{\text{gr}} \pi} \Delta \beta_{\text{MAX}} (1 - \rho_C) \approx 18(1 - \rho_C) \text{nm} \quad (\text{II.3-3})$$

On peut alors remarquer que le nombre de canaux (i. e.  $N = \Delta \lambda / \delta \lambda$ ) dépend en fait de peu de paramètres puisque l'on a :

$$N \approx 0.4L(1 - \rho_C)\delta \beta_{\text{MAX}} \quad (\text{II.3-4})$$

Comme nous désirons utiliser environ 16 canaux, un facteur  $\rho_C$  de 0.5 peut être suffisant. Cependant, pour plus de sûreté nous préférons prendre une valeur de 0.33. Nous pourrions ainsi adresser théoriquement un peu plus de 23 canaux, c'est-à-dire balayer un domaine spectral de 11.9 nm, ou plutôt obtenir encore 16 canaux dont l'espacement serait de 0.7 nm, permettant d'abaisser la diaphonie entre canaux.

On voit que pour la technologie niobate de lithium, le composant que nous allons réalisé représente la quasi-limite de ce qu'il est possible de faire, étant donnée la taille maximale des cristaux qui sont à notre disposition. L'abaissement du facteur  $\rho_C$ , provoque une augmentation du coefficient de couplage dans les sections de conversion (cf. (II.2-15)), donc une augmentation de la tension de conversion. Ce facteur ne saurait donc devenir trop petit.

Ces choix permettent d'espérer un taux d'accord de :

$$\frac{\Delta \lambda}{2V_{\text{MAX}}} \approx 0.059 \text{nm} \cdot \text{V}^{-1} \quad (\text{II.3-5})$$



On a choisi plusieurs combinaisons des longueurs  $l_A$  et  $l_C$  qui permettaient d'obtenir  $\rho_C = 0.33$ , soit :

$$\begin{aligned} l_C &= 12\Lambda & l_C &= 6\Lambda \\ l_A &= 24\Lambda & l_A &= 12\Lambda \end{aligned} \quad (\text{II.3-6})$$

On rejette ainsi les pics de conversion secondaires (cf. Fig. II.2-5) suffisamment loin du pic principal, à une distance de :

$$\Delta\lambda_{\text{ISL}} = \frac{\lambda_0^2}{\Delta n_{\text{gr}}} \frac{1}{l_C + l_A} \approx 38\text{nm} \quad (\text{II.3-7})$$

On aura donc 60 sections conversion-accord qui se succéderont sur toute la longueur du composant. Ce nombre est maintenu volontairement assez faible afin de limiter les zigzags de l'électrode de masse, qui contribuent fortement à la rapidité du composant. En effet, le raccourcissement de la longueur de conversion  $l_C$ , augmente d'autant le nombre de sections conversion-accord, et parallèlement le nombre de bandes de liaison étroites entre les deux zones planaires de l'électrodes de masse. Ces zones contribuent majoritairement à la résistance de l'électrode, dont le produit avec sa capacitance, détermine la bande passante électrique.

Nous n'avons regardé ici que les caractéristiques des électrodes, sans nous préoccuper de la structure permettant de guider les deux ondes couplées. Celle-ci sera, dans un premier temps, réalisée empiriquement à partir de [35] en 'ajustant' les paramètres de largeur du guide et de différence d'indice au niveau du guide, pour obtenir un guide ne supportant que deux modes vibrant selon les axes ordinaire et extraordinaire du cristal. On obtiendra ainsi le désaccord de phase  $2\delta$  recherché.

Nous allons maintenant regarder le processus technologique qui permet de réaliser ces fonctions dans un même dispositif en exposant les principes de l'optique intégrée sur niobate de lithium.

### II.3.2 L'optique intégrée sur niobate de lithium

Jusqu'à présent nous avons décrit le comportement du dispositif désiré sans nous occuper de son implantation physique réelle. Ce travail, avec ses joies... et ses déceptions, a cependant occupé la majeure partie du temps consacré à cette thèse. Sa description semble nécessaire afin de pouvoir comprendre l'origine de certains problèmes de fonctionnement du dispositif.

La procédure de fabrication de l'optique intégrée au laboratoire, peut être décomposée en quatre étapes bien distinctes [53, 35, 54] :

- conception des masques de photolithogravure,
- implantation du guide d'onde dans le substrat,
- réalisation des électrodes de commande,
- fibrage et mise en boîtier du composant.

#### II.3.2.1 Conception des masques de photolithogravure

Nous avons pu voir que la taille des structures à réaliser est de l'ordre de la dizaine de microns. Il en est ainsi de la période des électrodes assurant le couplage, comme de la taille de la structure guidante. De ce fait, la procédure de fabrication que nous utilisons



a su transposer dans le domaine de la micro-optique les techniques employées en micro-électronique. La plus importante est la photolithographe. Cette technique permet au moyen d'un masque maître, réalisé à l'aide d'un masqueur, de reporter sur une résine photosensible n'importe quel micro-motif par simple insolation UV. La résine insolée est ensuite éliminée et les motifs mis à nus peuvent être soit attaqués chimiquement, soit comblés par un dépôt. Selon le cas, lorsque l'on élimine la résine résiduelle, le motif du masque est révélé en plein ou en vide. On distingue ainsi la photolithographe proprement dite et le lift-off, comme le montre la Fig. II.3-2.

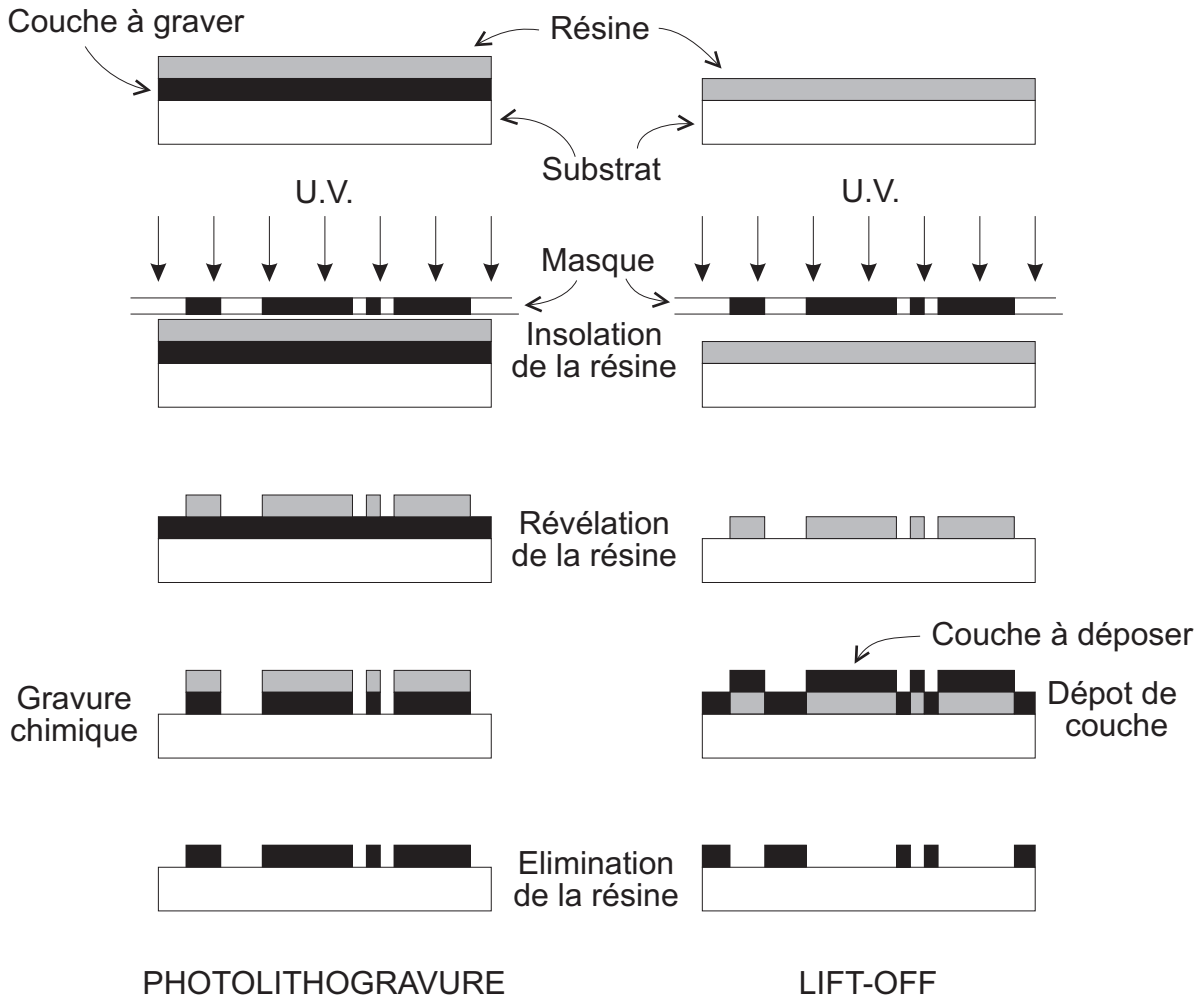


FIGURE II.3-2: Processus de photolithographe et de lift-off.

La conception du masque se fait au moyen d'un logiciel de CAO implanté sur une station de travail microV<sub>A</sub>X. Il suffit de définir les motifs désirés (par exemple, des traits rectilignes pour les guides, ou le motif complexe d'électrodes de la Fig. II.1-7) et un logiciel convertit ce dessin en données exploitables par le masqueur.

La Fig. II.3-3 est un exemple de dessin d'un masque où l'on présente un agrandissement des sections d'accord et de conversion situées en extrémité du filtre.

La longueur de la section de conversion  $l_C$  est ici de  $6\lambda$ , alors que celle de la section d'accord  $l_A$  est de  $12\lambda$ . On voit bien ici les zigzags qu'effectue l'électrode de masse, ainsi que sa connexion à gauche avec le plot extérieur. On peut remarquer que les liaisons entre la masse des électrodes planes et celle des électrodes en peigne diminuent la longueur



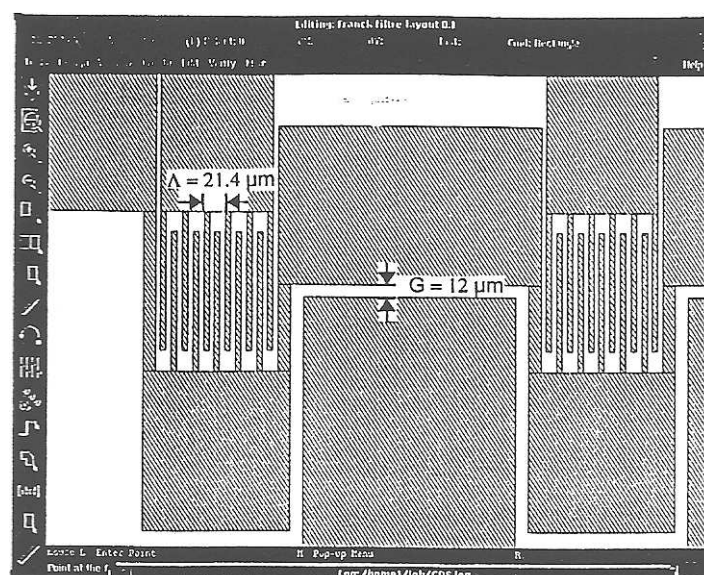


FIGURE II.3-3: Dessin des électrodes de conversion et d'accord pour la réalisation d'un masque. La période des électrodes en peigne est  $\Lambda = 21.4 \mu\text{m}$  et l'espacement des électrodes planes est  $G = 12 \mu\text{m}$ .

efficace des électrodes d'accord. Cette diminution est ici d'environ 15%, mais est beaucoup plus faible si la section d'accord est plus longue ( $l_A = 24\Lambda$  par exemple).

Le masqueur utilisé est un dispositif optique de marque ELECTROMASK dont le principe de fonctionnement est assez simple, mais le fonctionnement complexe... Cette étape est la seule que nous n'avons pas réalisée nous-mêmes, mais laissée à un spécialiste, J. C. Renaud, de notre laboratoire. Une plaque de verre, métallisée avec un alliage de chrome-nickel et enduite de résine photosensible, est positionnée sous une fente de taille et d'orientation programmable, puis illuminée brièvement à travers la fente par un flash de lumière UV. On déplace ensuite la plaque à une nouvelle position fournie par le fichier généré précédemment, et l'on répète l'illumination après avoir ajusté la fente. Le fichier issu du programme de CAO contient en fait les coordonnées de chaque position de la plaque, ainsi que l'angle et les dimensions de la fente associée. Pour un masque 'moyen' on compte environ 5000 flashes, dont l'insolation nécessite environ 1 heure. La précision potentielle de positionnement de la plaque, contrôlé par interférométrie, est de  $0.1 \mu\text{m}$ ... avec une incertitude absolue de  $0.4 \mu\text{m}$ .

On applique alors les deux étapes finales de la photolithographie (révélation, attaque chimique) à la plaque de verre afin d'obtenir dans le métal, la reproduction à l'échelle 1 du motif des guides et des électrodes. La Fig. II.3-4 présente à l'échelle 1 un masque positif comportant différents motifs d'électrodes et de guides, utilisés dans nos expériences.

On reconnaît dans la partie supérieure le motif général des électrodes d'accord et de conversion pour des convertisseurs de polarisation de différentes longueurs. La faible définition de la reproduction ne permet pas d'observer le motif fin des électrodes en peigne. On ne peut pas non plus observer les traits rectilignes de différentes largeurs ( $6 \mu\text{m}$ ,  $7 \mu\text{m}$ ,  $8 \mu\text{m}$ ) groupés par 8 et espacés de  $200 \mu\text{m}$ , servant de masque pour définir dans la résine le motif du guide d'onde de notre composant.





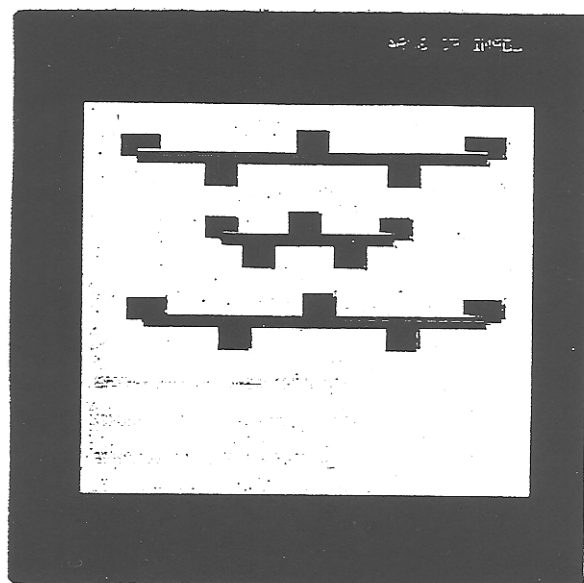


FIGURE II.3-4: Masque de photolithogravure.

### II.3.2.2 Définition du guide d'onde

Le substrat retenu pour la réalisation du composant est le niobate de lithium en raison de sa forte biréfringence, de ses coefficients électro-optiques importants et parce que la filière technologique qui lui est associée est utilisée depuis plusieurs années au laboratoire (cf. [53]). La réalisation du guide d'onde ruban est assurée par diffusion à haute température d'une bande de métal dans le niobate de lithium.

Le niobate de lithium arrive au laboratoire sous forme de wafer de 3" de diamètre et de 1mm d'épaisseur, qui sont soigneusement découpés en plaquettes de 50mm x 8mm x 1mm. Après un nettoyage poussé en salle blanche, le substrat est placé dans un porte-échantillons rotatif dans une cloche à ultravide. On dépose alors par évaporation au canon à électrons une couche de titane de 50 à 90 nm. L'épaisseur du dépôt est contrôlé par mesure de la variation de fréquence d'un quartz situé dans la cloche. On définit alors par photolithogravure dans la couche de titane une bande de 5 à 10  $\mu\text{m}$  de largeur sur toute la longueur de la plaquette.

Cette dernière est ensuite placée dans une nacelle en silice à l'intérieur d'un four tubulaire à diffusion. Un flux continu d'oxygène chargée d'humidité (par barbotage dans de l'eau portée à 80°C), balaye la surface de l'échantillon pendant les 8 à 10 heures que dure la diffusion. Elle s'effectue à une température comprise entre 1020°C et 1050°C, selon la profondeur de diffusion souhaitée, mais qui reste toujours inférieure à la température de Curie du niobate de lithium ( 1100°C). L'humidité importante de l'atmosphère de diffusion est censée limiter l'exodiffusion de surface du lithium, qui crée un guide plan parasite. Lors du refroidissement le flux d'oxygène est conservé jusqu'à une température d'environ 400°C, pour permettre la réoxydation du substrat.

Après cette opération les extrémités du guide sont polies afin de permettre l'injection simple de la lumière. Cette opération est réalisée de façon semi-automatique en utilisant une série de disques polissants associés à des poudres abrasives de différents grains (depuis 4  $\mu\text{m}$  jusqu'à < 1  $\mu\text{m}$ ). Le contrôle du poli optique se fait au microscope à fort grossissement et en essayant d'injecter la lumière dans le guide à l'aide d'un objectif de



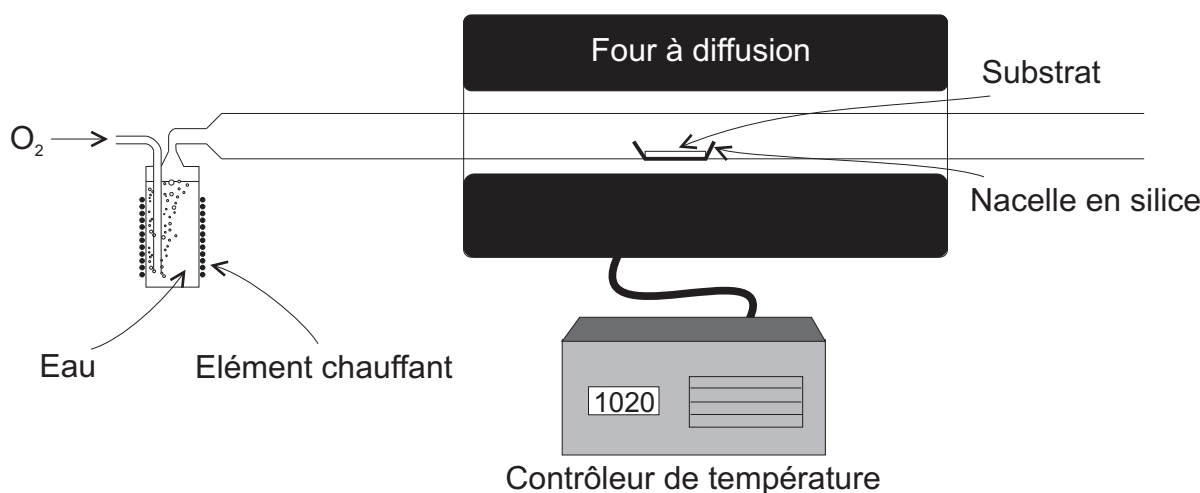


FIGURE II.3-5: Diffusion en four tubulaire sous atmosphère d'oxygène humide.

microscope.

### II.3.2.3 Réalisation des électrodes

Avant de déposer la couche métallique où seront définies les électrodes, on dépose sur le cristal une couche tampon de diélectrique. On diminuera ainsi les pertes causées, pour les modes vibrant perpendiculairement à la surface, par l'excitation de plasmons de surface. Le diélectrique utilisé est le dioxyde de silicium ( $SiO_2$ ), évaporé sous vide au canon à électrons, sur une épaisseur de 130 nm à 180 nm. Puis on dépose de la même façon 300 nm à 1  $\mu m$  d'aluminium, dans lequel on définit par photolithogravure le motif d'électrodes désiré. L'épaisseur la plus faible (300 nm) correspond à la limite supérieure pour avoir une bonne précision lors de l'attaque chimique, les épaisseurs supérieures étant gravées au moyen d'un plasma au RIE. La plus grande anisotropie de gravure évite les 'effets de bord' même lors d'utilisation de fortes épaisseurs de couche à graver.

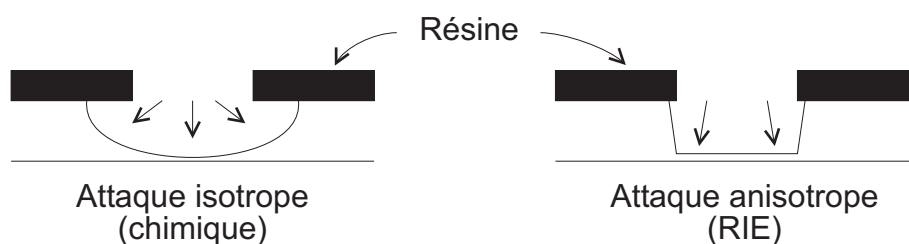


FIGURE II.3-6: Gravure chimique et par plasma.

Le composant est ensuite testé exhaustivement sur un banc de mesure, permettant un relevé des caractéristiques optiques et électriques.

### II.3.2.4 Fibrage et mise en boîtier

La partie principale de cette étape est la connexion de fibre monomode aux extrémités du composant. On utilise des fibres en silice montées dans un support plastique, avec lequel elles sont clivées puis polies. On positionne ensuite la fibre en entrée du guide





à l'aide d'un support micrométrique et de cales piézo-électriques. Lorsque l'on obtient le maximum de lumière en sortie du guide, on colle le support plastique au cristal.

L'ensemble du composant est alors placé dans un boîtier en aluminium et on achève le dispositif en reliant les électrodes de commande à des connecteurs.

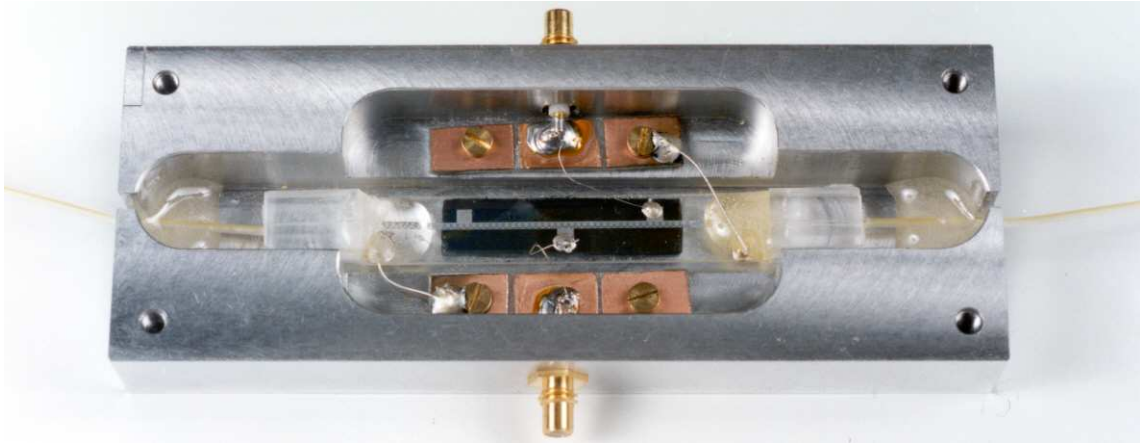


FIGURE II.3-7: Un filtre électro-optique accordable, intégré sur niobate de lithium et fibré.

### II.3.3 Premiers résultats expérimentaux

Afin de caractériser le dispositif réalisé, avant l'opération de fibrage, on se sert d'objectifs de microscope ( $\times 20$ ) pour injecter la lumière dans le guide d'onde ainsi que du montage de mesure de la Fig. II.3-8.

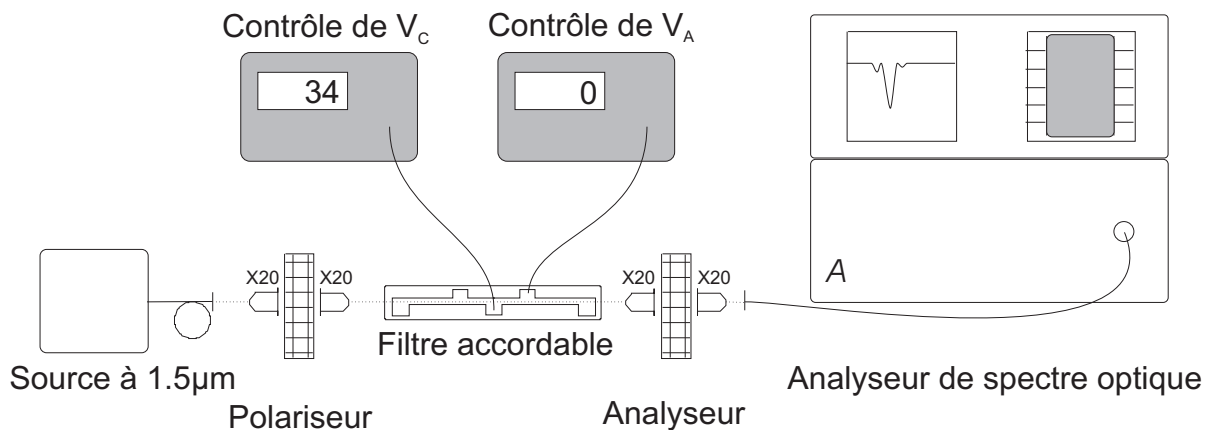


FIGURE II.3-8: Montage de mesure de la transmittance du filtre accordable.

On utilise une source à grande largeur spectrale autour de  $1.55\mu\text{m}$  permettant, à l'aide d'un analyseur de spectre optique, une mesure directe de la transmittance. On utilise en fait le spectre de fluorescence d'une fibre dopée à l'erbium pompée à une longueur d'onde de  $1.48\mu\text{m}$ . Selon l'orientation des polariseurs d'entrée et de sortie le composant peut travailler selon différents modes de fonctionnement. Soit passe bande, soit coupe bande, en convertissant le mode TE vers TM ou l'inverse. Cela nous donne quatre possibilités différentes qui sont représentées sur la Fig. II.3-9.














Configuration	Polariseur	Analyseur	Type de filtrage
1			Conversion TM=>TE filtrage coupe-bande
2			Conversion TE=>TM filtrage coupe-bande
3			Conversion TM=>TE filtrage passe-bande
4			Conversion TE=>TM filtrage passe-bande
	 Polariseur // X	 Polariseur // Z	 Polariseur // X ou // Z

FIGURE II.3-9: Orientation des polariseurs d'entrée et de sortie selon le mode de fonctionnement recherché.

On travaille en général avec la configuration de type 1. En effet les mesures d'absorption permettent d'accéder à des paramètres inaccessibles en transmission (taux de conversion maximal, tout particulièrement). De plus elles permettent aisément de normaliser la transmittance par rapport à la source. En effet, il suffit, avant d'appliquer toute tension de conversion ( $V_C = 0$ ), de relever la transmittance du composant. Ensuite on travaille uniquement en différence par rapport à cette courbe. Cette opération permet de s'affranchir du profil spectral de la source. En configuration 3 et 4 cette normalisation se ferait par rapport à un mode différent de celui observé par la suite. On préférera donc observer la transmittance dans le cas des configurations 1 et 2. Cependant, le composant devant être utilisé en filtre passe-bande, les configurations 3 et 4 seront aussi couramment utilisées, avec une certaine prudence compte tenu des remarques faites ci-dessus.

La transmittance (configuration 1) typique d'un composant est présentée sur la Fig. II.3-10. Il s'agit du relevé obtenu à l'analyseur de spectre, avec une tension de conversion  $V_C = 32$  V et une tension d'accord  $V_A = 0$  V.

On a représenté sur la Fig. II.3-11 la transmittance théorique, déterminée à partir de (II.2-12), dans les mêmes conditions (coupe-bande, échelles en longueur d'onde et en dB), afin de faciliter la comparaison. Il a été fait usage des grandeurs géométriques et physiques déterminées dans le §II.3.3.1, soit  $L=46$ mm,  $\bar{\kappa} \approx 35\text{m}^{-1}$ , et exprimées en longueur d'onde grâce à (II.2-13).

Plusieurs différences importantes se manifestent immédiatement au niveau du résultat expérimental :

- dissymétrie importante des lobes latéraux,
- fort taux de conversion du lobe latéral gauche,
- faible taux de conversion maximal (95% au lieu de 100%)
- largeur à mi-hauteur 3 fois plus importante (1.5 nm au lieu de 0.5 nm).

Ces résultats peuvent être répétés et ne sont pas liés à une erreur ponctuelle dans



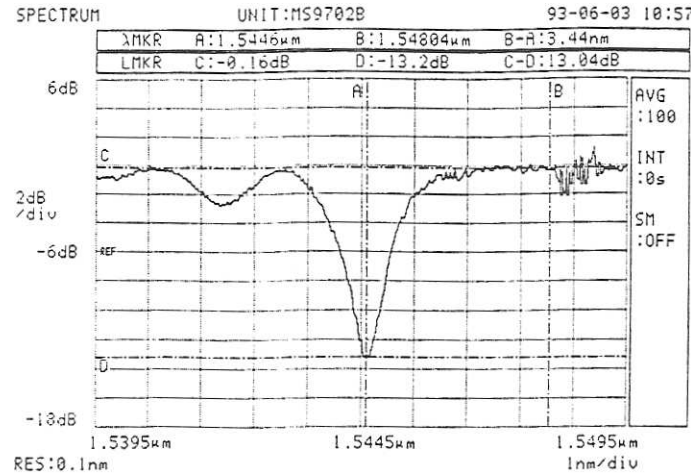


FIGURE II.3-10: Transmittance expérimentale normalisée d'un filtre coupe-bande ( $V_C = 32$  V,  $V_A = 0$  V et  $\Lambda = 21.2$   $\mu\text{m}$ ).

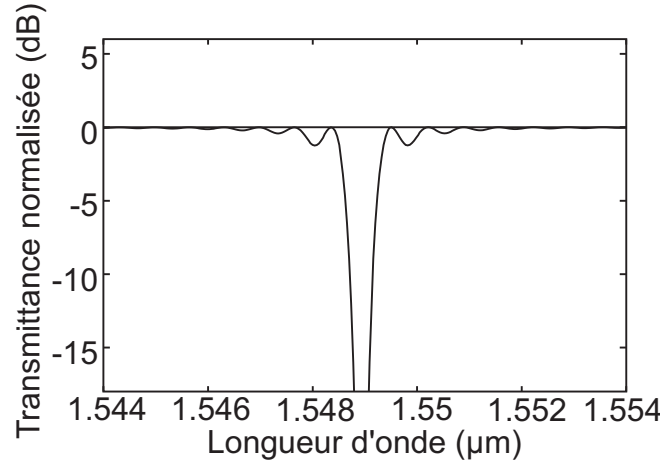


FIGURE II.3-11: Transmittance théorique du filtre en configuration coupe-bande (conversion maximale,  $V_A = 0$  V).

le déroulement de la procédure de fabrication, comme on avait pu le croire au premier abord. Il s'agit bien ici d'une erreur systématique, dont il nous reste à trouver les raisons. La résolution de l'appareil de mesure utilisé est telle que l'on peut négliger cette cause d'incertitude. On a cependant, pour s'en convaincre, pris soin de mesurer sa réponse impulsionnelle, qui a été convoluée avec le résultat théorique. La différence entre les transmittances théoriques, avant et après convolution, est pratiquement inobservable. C'est donc bien dans le composant que se trouve la source de ces différences qui ne sont pas prises en compte dans notre modèle simple.

Celui-ci permet quand même de déterminer avec une assez bonne précision les autres paramètres du filtre. Ainsi, on peut observer les pics secondaires de conversion de part et d'autre du pic principal, qui sont situés entre 38 nm et 40 nm de celui-ci, ainsi qu'on peut le voir sur les Fig. II.3-12 et II.3-13.

Ces résultats se comparent favorablement à (II.3-7), bien que notre modèle ne tienne pas compte de la dispersion et que l'on ait utilisé la différence des indices de phase du cristal massif au lieu de la différence d'indice de groupe entre les indices effectifs des



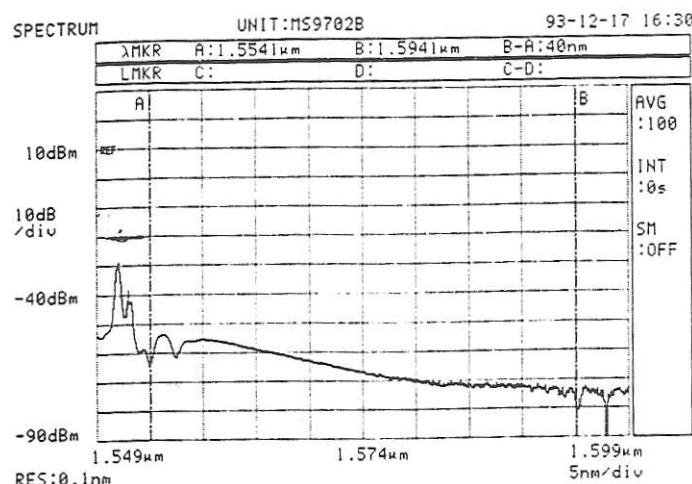


FIGURE II.3-12: Observation du pic secondaire supérieur de conversion.

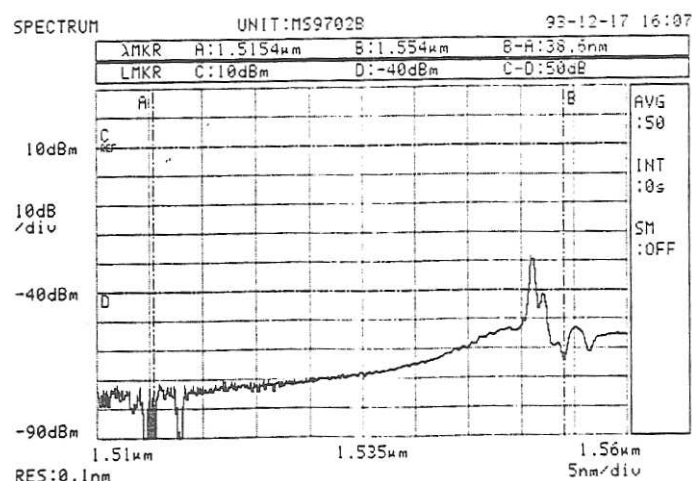


FIGURE II.3-13: Observation du pic secondaire inférieur de conversion.

modes.

On peut aussi observer les capacités d'accord du dispositif, qui présente une bonne concordance avec notre modèle. La Fig. II.3-14 montre le déplacement du lobe central de conversion en fonction de la tension appliquée sur les électrodes d'accord.

Le taux d'accord est légèrement supérieur à celui évalué dans (II.3-5), mais on a alors utilisé une valeur tirée de la littérature pour déterminer  $\Delta\beta_{\text{MAX}}$  et il serait nécessaire de connaître son expression pour voir d'où vient cette légère différence. Lors de l'accord du filtre la transmittance spectrale en énergie ne présente aucune déformation observable, ainsi que le modèle le laissait prévoir. En effet, le déplacement spectral du pic central de conversion pouvant être induit par les électrodes d'accord, n'est pas suffisant pour que l'on observe la baisse du taux de conversion que prévoit notre modèle simple.

## II.4 Conclusion

Nous venons de décrire le filtre spectral électro-optique accordable en essayant de présenter un modèle simple des phénomènes physiques mis en jeu. Nous avons montré



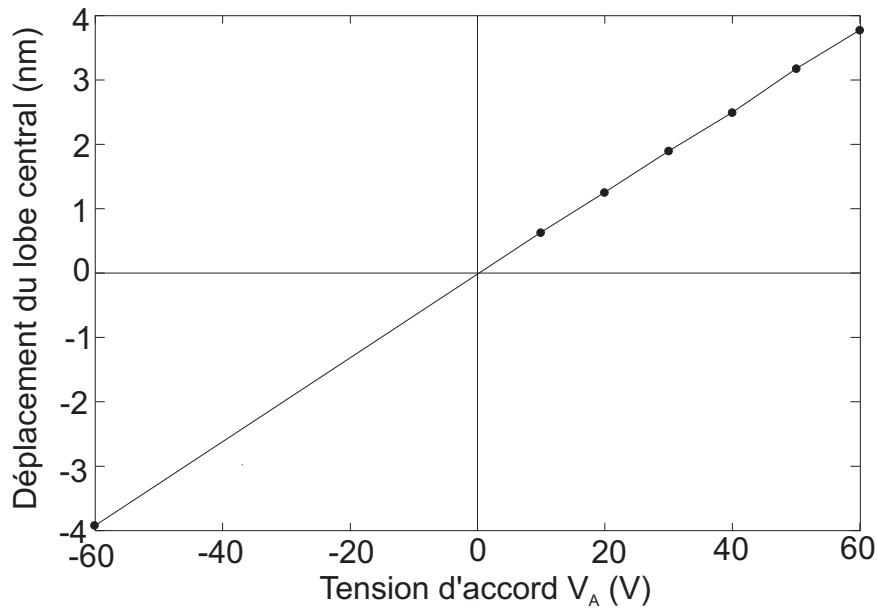


FIGURE II.3-14: Accord spectral du filtre. Le taux d'accord est de 0.062 nm/V.

que son fonctionnement découlait naturellement de celui d'un filtre biréfringent massif particulier, le filtre de Šolc. Ensuite en introduisant des hypothèses phénoménologiques, postulats que nous justifierons dans le chap. III, nous avons pu montrer que le motif périodique des électrodes était directement relié à la transmittance spectrale en intensité du filtre. Ce résultat général s'applique en fait à tous les dispositifs basés sur le couplage entre ondes orthogonales co-propagatives, où l'on substitue au motif des électrodes les variations, selon la direction de propagation, du couplage.

Nous devons donc maintenant affiner le modèle défini dans ce chapitre, afin d'essayer de trouver l'origine des différences entre ce modèle simple et nos résultats expérimentaux. Cette compréhension accrue des phénomènes physiques doit permettre de diminuer les défauts qui sont apparus.

Nous regarderons tout d'abord plus en détail la propagation de la lumière dans le dispositif afin d'obtenir les expressions des coefficients  $\kappa$  et  $\Delta\beta_{\text{MAX}}$  apparaissant dans le modèle phénoménologique. De plus nous verrons que la dispersion des constantes de propagation pour un mode guidé est différente de celle des indices du cristal, qui serait à utiliser pour un filtre de Šolc massif.

Dans un deuxième temps, cette étude conduira à une explication originale quant à la source probable des défauts de transmittance observés. On peut cependant déjà penser que ceux-ci sont liés à un problème au niveau des sections de conversion, l'influence des sections d'accord (i. e. pics secondaires, taux d'accord) semblant assez bien prise en compte par le modèle.



## Chapitre III

# Propagation en milieu hétérogène tridimensionnel anisotrope

*“Pour ce qui est des qualités requises pour  
le filtrage et la propagation, je vous assure que, selon  
les règles de nos docteurs, il est tel qu’on peut le souhaiter”  
d’après Molière, Le malade imaginaire, II, 6.*

Dans ce chapitre nous allons nous attacher à décrire plus formellement les phénomènes physiques mis en jeu dans notre dispositif, afin d’essayer d’expliquer les résultats pratiques a priori inattendus que nous avons obtenus précédemment.

Nous reviendrons tout d’abord sur les principes de base de la propagation guidée, et montrerons que le problème auquel nous avons affaire est très complexe.

Abordant la propagation dans le cadre du formalisme modal, nous simplifierons notre étude en effectuant des approximations légitimes pour notre dispositif. Le modèle ainsi établi nous permettra de prévoir les caractéristiques de la propagation de la lumière dans le guide, sans prendre en compte les effets des champs électriques externes appliqués à travers les électrodes.

Nous étudierons ensuite séparément les effets de ces derniers champs en les considérant comme des perturbations du guide parfait. Nous regarderons alors si une optimisation de la géométrie des électrodes est envisageable afin d’améliorer leur efficacité.

Enfin, nous conclurons en essayant de voir si cette modélisation permet d’expliquer les différences que présentent les résultats expérimentaux avec le modèle simple, ou si une analyse différente est nécessaire.

### III.1 Introduction

On peut faire remonter l'établissement de la possibilité de guidage de la lumière, à Snell et à Descartes qui, en formalisant le comportement de la lumière à l'interface séparant deux milieux diélectriques, posaient les bases de la théorie de la propagation guidée. Il faudra cependant attendre le début du siècle pour que cette idée prenne réellement corps, et ce n'est qu'au début des années 60, qu'apparurent les premiers lasers à semi-conducteur. Mais on peut considérer que la naissance réelle de l'optique intégrée est marquée par les articles pionniers publiés en 1969 par S. Miller, E. Marcatilli, J. Goell dans la revue scientifique de la société Bell System aux USA [55]. Ces considérations toutes théoriques furent rapidement suivies de réalisations pratiques [56], qui montraient que l'on pouvait obtenir un guidage de la lumière en déposant simplement sur un substrat diélectrique une couche mince, dont l'indice optique était légèrement supérieur à celui du substrat. En effet, aux interfaces film-substrat et film-air, la lumière, allant d'un milieu plus réfringent à un milieu moins réfringent, peut subir une réflexion totale, conformément aux lois de Snell-Descartes. Elle peut ainsi se propager, de réflexion en réflexion, à l'intérieur du film, où l'énergie lumineuse reste confinée.

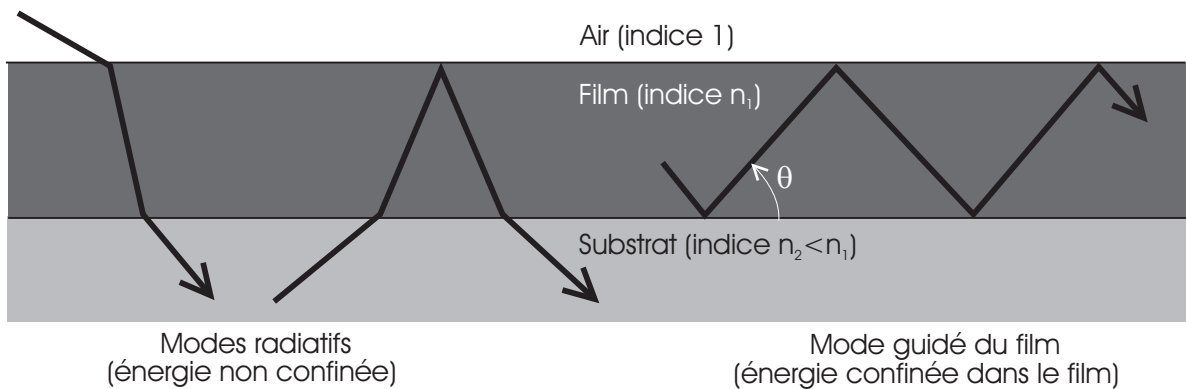


FIGURE III.1-1: Comportement de la lumière dans un film diélectrique.

La Fig. III.1-1 montre clairement que l'angle interne  $\theta$  que fait le rayon avec l'interface, doit être supérieur à une certaine limite, donnée par les lois de Snell-descartes, afin que l'énergie lumineuse reste confinée dans le guide. De même, en déposant un ruban diélectrique de quelques microns de large, et non plus un simple film, on pourra assurer le confinement de l'énergie dans deux directions de l'espace pendant qu'elle se propagera selon la troisième. Ces deux types de guides d'onde sont représentés sur la Fig. III.1-2.

En confinant ainsi la lumière à l'intérieur du guide, on s'affranchit de sa tendance naturelle à diverger (diffraction). On peut alors lui appliquer toutes sortes de traitement, ou simplement la transporter sur de grandes distances. Le premier substrat utilisé était le verre, mais on passa rapidement au niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ), tantalate de lithium ( $\text{LiTaO}_3$ ), silicium ( $\text{Si}$ ), arsénure de gallium ( $\text{AsGa}$ ), phosphure d'indium ( $\text{InP}$ ), dont la plupart présentait l'intérêt d'être optiquement actif ou de posséder une technologie éprouvée. Les premiers guides étaient obtenus par simple enduction de résine [57], et présentaient de fortes pertes, en raison tout particulièrement du taux important d'impuretés et de la rugosité du film. Ainsi, parallèlement à la multiplication des substrats, on vit arriver des guides obtenus par diffusion [58], échange ionique [59] ou protonique [60], épitaxie [61], etc. On put ainsi obtenir des guides à gradient d'indice (i. e. dont l'indice varie





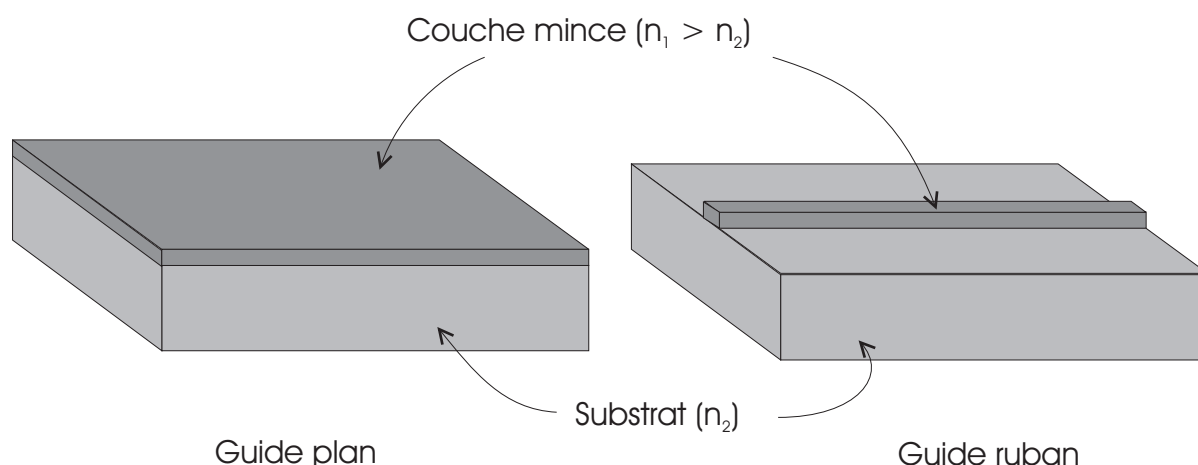


FIGURE III.1-2: Guides d'onde optiques réalisés par dépôt de couche mince.

continûment avec la profondeur et/ou la largeur), plutôt que des guides à saut d'indice (cf. Fig. III.1-3).

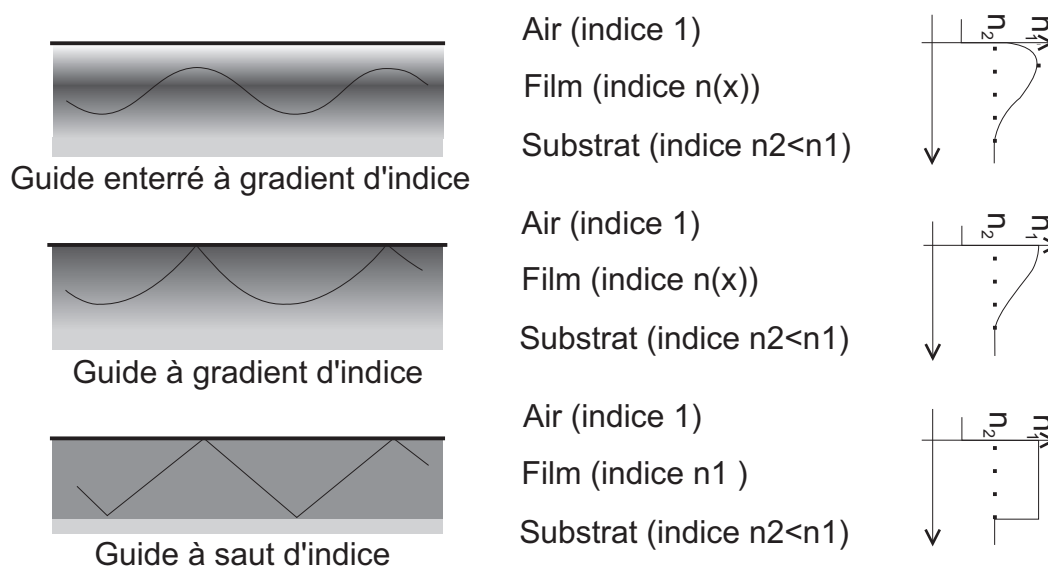


FIGURE III.1-3: Trajet de la lumière dans un guide à gradient d'indice et à saut d'indice.

Dans les premiers, la lumière suit un trajet courbe, et n'entre donc pas en interaction avec les bords du guides. Or, c'est ici que la lumière guidée subit le plus de pertes, en raison principalement des micro-rugosités pouvant exister en surface. On privilégiera, lorsque cela sera possible, des guides à gradient d'indice enterrés, qui seront en mesure de présenter les plus faibles pertes, sans conditions de poli des surfaces externes<sup>1</sup>. Sur niobate de lithium la technologie la plus utilisée, parce que présentant les plus faibles pertes, est la diffusion de métal (titane, nickel) dans le substrat, qui provoque une élévation de l'indice d'autant plus importante que la concentration métallique est forte [58]. L'indice est alors

1. On peut s'en convaincre en remarquant qu'une fibre à gradient d'indice n'est rien d'autre qu'un tel guide. Comme on l'a vu en introduction, elle peuvent présenter un affaiblissement aussi faible que 0.2 dB/km.





maximal en surface et diminue progressivement selon la profondeur et la largeur du guide (cf. Fig. III.1-3). On a donc affaire à un guide d'onde hétérogène selon les deux directions transverses à la propagation, comme le montre la Fig. III.1-4.

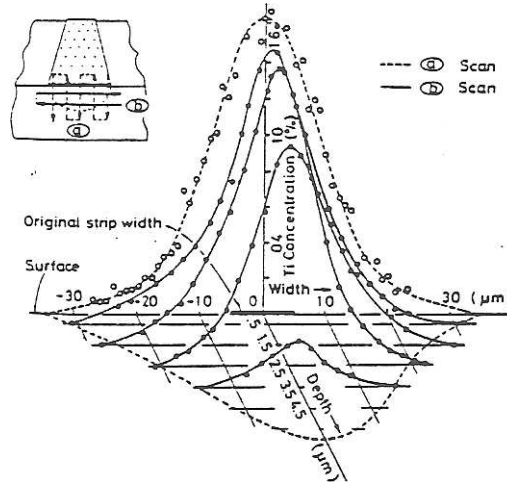


FIGURE III.1-4: Profil de concentration de titane (approximativement homomorphe au profil d'indice) d'un guide diffusé, selon la profondeur et la largeur. La bande de titane avant diffusion est figurée en noir (d'après [62]).

De plus, comme nous l'avons vu, la conversion de polarisation et l'accord du filtre nécessite une modification locale des indices vus par la lumière lorsqu'elle se propage dans le convertisseur de polarisation. Le guide d'onde est donc également hétérogène selon la direction de propagation.

Enfin, comme on a pu le voir dans le Chap. II, notre composant nécessite l'utilisation d'un matériau biréfringent (ou anisotrope), c'est-à-dire possédant au moins deux indices différents selon la direction de polarisation de la lumière. En effet, pour que le couplage soit fortement dépendant de la longueur d'onde, les deux ondes couplées dans le guide doivent avoir des constantes de propagation différentes, donc se propager en voyant des indices différents. Notre guide d'onde est donc en plus anisotrope.

En conclusion, nous avons donc affaire à un guide d'onde hétérogène tridimensionnel et anisotrope.

Un tel milieu est très complexe à étudier rigoureusement, il va falloir nous résoudre à faire des approximations afin d'en simplifier l'étude. Mais avant toute simplification, commençons par poser le problème avec rigueur, en utilisant le formalisme électromagnétique de Maxwell.

## III.2 Le guide hétérogène tridimensionnel et anisotrope

L'étude de l'onde optique, et tout particulièrement de sa propagation, passe par sa reconnaissance comme un cas particulier de champs électromagnétiques, dont Maxwell a



donné une description complète à travers ses célèbres équations [63] :

$$\vec{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{III.2-1})$$

$$\vec{\text{rot}} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{III.2-2})$$

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (\text{III.2-3})$$

$$\text{div} \vec{D} = \rho \quad (\text{III.2-4})$$

avec  $\vec{E}$  champ électrique (V/m),  $\vec{H}$  champ magnétique (A/m),  $\vec{B}$  induction magnétique (Wb/m<sup>2</sup> ou T),  $\vec{D}$  déplacement électrique (V/m<sup>2</sup>),  $\vec{j}$  densité de courant (A/m<sup>2</sup>) et  $\rho$  densité de charge (C/m<sup>3</sup>).

Les vecteurs  $\vec{B}$  et  $\vec{D}$  expriment en fait le comportement de l'onde dans un milieu matériel. L'application de champs (électriques ou magnétiques) se traduit par des modifications microscopiques dont l'effet macroscopique peut être décrit par l'apparition d'une polarisation électrique (due au champ électrique) ou d'une intensité d'aimantation (due au champ magnétique). On a ainsi :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (\text{III.2-5})$$

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{I}) \quad (\text{III.2-6})$$

avec  $\vec{P}$  vecteur polarisation,  $\vec{I}$  vecteur aimantation,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  perméabilité du vide et  $\epsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2} \approx \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9}$  permittivité du vide.

On relie les vecteurs  $\vec{P}$ ,  $\vec{I}$  et  $\vec{j}$  aux champs par des relations dépendant des matériaux considérés, et appelées relations constitutives :

$$\vec{j} = [\sigma] \vec{E} \quad (\text{III.2-7})$$

$$\vec{P} = \epsilon_0 [\chi^{(2)}] \vec{E} + \epsilon_0 [\chi^{(3)}] \vec{E}^2 + \dots \quad (\text{III.2-8})$$

$$\vec{I} = [K^{(2)}] \vec{H} + [K^{(3)}] \vec{H}^2 + \dots \quad (\text{III.2-9})$$

avec  $[\sigma]$  tenseur de conductivité,  $[\chi^{(i)}]$  tenseur de susceptibilité électrique de rang  $i$  et  $[K^{(i)}]$  tenseur de susceptibilité magnétique de rang  $i$ .

Ces relations utilisent des tenseurs, et non de simples scalaires, car nous nous trouvons dans des cristaux. Ceux-ci présentent des caractéristiques anisotropes<sup>2</sup>, dont on rend compte par l'utilisation de tenseurs. On a présenté ici les relations les plus générales, mais dans notre cas on peut ignorer les effets d'ordre deux et supérieur et ne conserver que les effets dits linéaires, étant donnée la faible amplitude des champs rencontrés<sup>3</sup>.

2. L'anisotropie nécessite l'utilisation de rapports différents entre les grandeurs constitutives, en fonction de la direction considérée. Par exemple, dans un matériau isotrope, où le tenseur se réduit à un unique scalaire,  $\vec{j}$  et  $\vec{E}$  sont parallèles, mais dans un matériau anisotrope, ce n'est généralement pas le cas.

3. Les puissances optiques utilisées dans les télécommunications sont de  $\approx 1\text{mW}$ , confinées en optique intégrée sur des surfaces de  $\approx 50 \mu\text{m}^2$ , soit une densité de puissance de  $\approx 2\text{kW/cm}^2$ . Les distances de propagation sont elles de  $\approx 10\text{cm}$ . Or les effets non-linéaire sont proportionnels au produit de ces deux quantités et d'un coefficient du tenseur de rang 3 ( $\approx 10^{-21}\text{m}^2/\text{V}^2$ ). Le déphasage non linéaire accumulé est alors bien inférieur à  $2\pi$ , et ses effets sont bien négligeables... et négligés.



Cet accroissement de la complexité des équations est cependant partiellement compensé en constatant que les cristaux utilisés en optique sont diélectriques (donc la conductivité et la densité volumique de charge sont nulles) et amagnétiques (donc la susceptibilité magnétique est nulle). Les équations de Maxwell se réduisent alors au système suivant :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{III.2-10})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{III.2-11})$$

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (\text{III.2-12})$$

$$\text{div} \vec{D} = 0 \quad (\text{III.2-13})$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 (1 + [\chi^{(2)}]) \vec{E} = \epsilon_0 [\epsilon_r] \vec{E} \quad (\text{III.2-14})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (\text{III.2-15})$$

avec  $[\epsilon_r] = 1 + [\chi^{(2)}]$  tenseur de permittivité relative.

On se retrouve donc avec un ensemble de 6 équations qui présentent l'avantage d'être linéaires. On peut ainsi, sans perte de généralité<sup>4</sup>, considérer que la dépendance temporelle de tous les vecteurs est sinusoïdale et de la forme :

$$\vec{X}(x, y, z, t) = \vec{X}_0(x, y, z) \cos(\omega t) = \vec{X}_0(x, y, z) \Re(e^{-j\omega t}) \quad (\text{III.2-16})$$

avec  $\vec{X}$  grandeur vectorielle,  $\vec{X}_0$  dépendance spatiale de la grandeur vectorielle,  $\omega = 2\pi\nu$  pulsation,  $\nu$  fréquence et  $\Re(x)$  partie réelle du nombre complexe  $x$ .

Alors, en prenant le rotationnel de (III.2-10) et (III.2-11), il est aisé d'obtenir les équations de propagation vectorielles, reliant les évolutions temporelles et spatiales des champs, établissant leur propagation :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} - k^2 [\epsilon_r] \vec{E} = 0 \quad (\text{III.2-17})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} [\epsilon_r] \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} - k^2 \vec{H} = 0 \quad (\text{III.2-18})$$

avec  $k = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \omega^2} = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \frac{\omega}{c}$  nombre d'onde dans le vide,  $\lambda_0$  longueur d'onde dans le vide,  $\omega$  pulsation,  $[\epsilon_r] = [n^2]$  tenseur de permittivité relative et  $n$  indice optique.

Cependant ces équations ne permettent pas de décrire le comportement de l'onde lorsqu'il y a changement brusque (i. e. sur une distance courte par rapport à la longueur d'onde) des propriétés du milieu<sup>5</sup>. La discontinuité, comme celle située à l'interface entre deux milieux d'indices différents, se traduit de façon différente selon la nature et la direction de vibration du champ. On a ainsi [63], pour des milieux diélectriques et amagnétiques, continuité du champ magnétique, de la composante parallèle à l'interface

4. La dépendance temporelle, a priori quelconque, des champs peut être décomposée, par transformation de Fourier, en une combinaison linéaire de composantes sinusoïdales : le spectre (discret si le champ est périodique, continu sinon). La solution des équations (III.2-10)-(III.2-15), qui sont linéaires, sera une simple combinaison linéaire de ces composantes sinusoïdales.

5. On a ici une limite des équations de Maxwell qui forment un modèle macroscopique de phénomènes microscopiques, exigeant un effet statistique, qui ne peut avoir lieu ici. En cas de modification des propriétés du matériau dans un temps très court, des relations similaires (mais dans la dimension temps) doivent exister. Une autre limite du modèle de Maxwell concerne la dépendance des relations constitutives avec la fréquence de l'onde électromagnétique  $\nu$ , qui est ici ignorée. On a par exemple  $\chi = \chi(\nu)$ .



du champ électrique, de l'induction magnétique et de la composante orthogonale du déplacement électrique.

$$E_{//1} = E_{//2} \quad (\text{III.2-19})$$

$$\vec{H}_1 = \vec{H}_2 \quad (\text{III.2-20})$$

$$D_{\perp 1} = D_{\perp 2} \quad (\text{III.2-21})$$

$$\vec{B}_1 = \vec{B}_2 \quad (\text{III.2-22})$$

avec  $\vec{E}$  champ électrique,  $\vec{H}$  champ magnétique,  $\vec{D}$  déplacement électrique,  $\vec{B}$  induction magnétique et  $//$ ,  $\perp$  voir Fig. III.2-1.

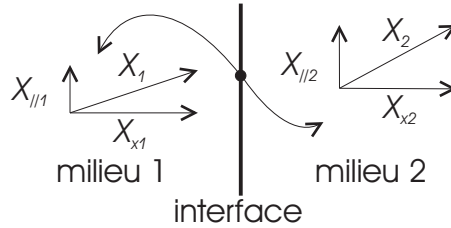


FIGURE III.2-1: Notation des champs parallèles et orthogonaux.

Ces six équations (III.2-17)-(III.2-22) permettent une description rigoureuse de la propagation et du profil des champs électrique et magnétique de l'onde lumineuse, dans un milieu hétérogène, anisotrope et diélectrique.

Cependant à ce point, les seules méthodes utilisables pour résoudre un tel système sont lourdes et fortement numériques, comme par exemple la technique des éléments finis. De plus, la complexité de ces méthodes ne facilite en rien une approche intuitive du problème, dont la physique est, bien souvent, masquée par le calcul brut. Nous allons maintenant essayer, à partir d'approximations légitimes dans le cas qui nous intéresse, de ramener ce problème à une description beaucoup plus simple, nécessitant des puissances de calcul plus en rapport avec nos possibilités.

L'étude de la propagation dans une structure guidante est en général effectuée dans le cadre du formalisme modal. Un mode est une onde caractéristique du guide qui se propage avec une vitesse de phase, une polarisation et une répartition transverse d'intensité constantes [64]. Le guide étant, par exemple, parallèle à Y, les champs du mode prennent la forme générale suivante :

$$\vec{X}(x, y, z, t) = \vec{X}(x, z)e^{-j(\omega t - \beta_i y)} \quad (\text{III.2-23})$$

avec  $\vec{X}(x, z)$  répartition vectorielle transverse du champ,  $\omega$  pulsation du champ,  $\beta_i = \frac{\omega}{v_{\text{ph}}^i}$  constante de propagation du mode  $i$ ,  $v_{\text{ph}}^i = \frac{c}{n_i}$  vitesse de phase du mode  $i$ ,  $n_i$  indice effectif de phase du mode  $i$ .

On montre que la répartition d'énergie à l'intérieur du guide (qui est la grandeur accessible à l'observateur) peut se décomposer sur une base infinie de fonctions propres : les modes guidés et radiatifs de la structure. Cette approche n'est cependant valable que pour un guide invariant selon la direction de propagation. Dans le cas contraire, la notion de mode n'est plus entièrement valable car ceux-ci, pourrait-on dire, ont besoin d'une distance de propagation assez grande (i. e. plusieurs fois la longueur d'onde) pour prendre



corps. Cependant dans notre cas, les variations d'indice obtenues par diffusion (assurant le guidage de l'onde) sont 100 fois plus importantes que celles obtenues par l'application de champs électriques<sup>6</sup> (permettant couplage et accord). Il est donc légitime de considérer la variation d'indice induite par effet électro-optique comme une perturbation du guide parfait créé par diffusion.

Ainsi, après un traitement modal du guide parfait, on appliquera des méthodes de perturbation (déphasage et couplage de modes) afin de déterminer l'effet des champs électriques.

On s'est ainsi affranchi de la dépendance des caractéristiques du guide selon la direction de propagation (Y). Notre objectif est maintenant de déterminer, dans le cadre du formalisme modal, pour tous les modes guidés de la structure, la valeur de la constante de propagation (i. e.  $\beta_i$ ) et la répartition transverse des champs hétérogènes optiques (la lumière est transverse à Y donc on recherche  $\vec{X}(x, z)$ ,  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  apparaissant naturellement.

### III.3 Le guide hétérogène bidimensionnel et anisotrope

Les considérations développées ci-dessus ne permettent cependant pas de simplifier les équations de propagations vectorielles (III.2-17)-(III.2-18), car celles-ci décrivent un milieu anisotrope. Nous allons maintenant essayer de les simplifier, en reconsidérant l'expression du tenseur de permittivité.

On va se placer tout d'abord dans le repère orthonormé (X, Y, Z) où le tenseur est diagonal, appelé repère principal. Le guide d'onde ruban est placé parallèlement à l'un des axes (Y, ici). La Fig. III.3-1 présente ces contraintes, correspondant au système que nous avons utilisé.

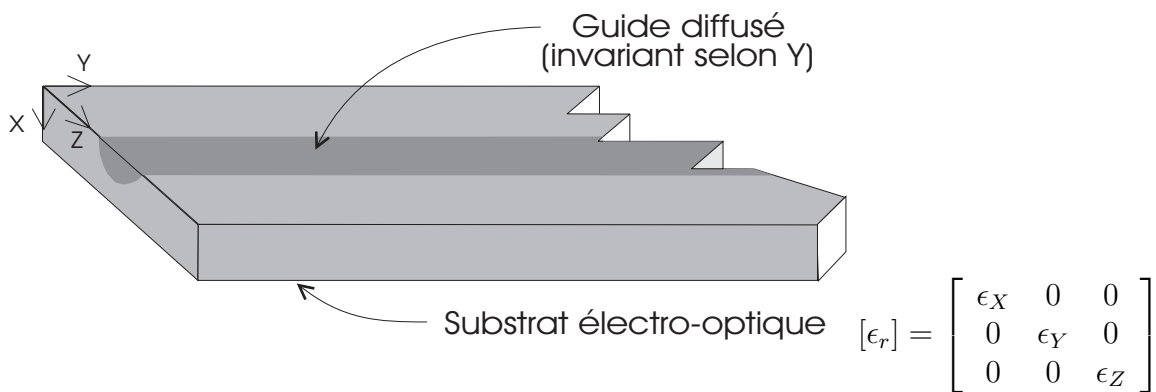


FIGURE III.3-1: Guide hétérogène bidimensionnel et anisotrope. Tenseur de permittivité du guide parallèle à un axe du cristal (ici Y).

6. La variation maximale d'indice induite par diffusion est de 0.03. Soit, avec un indice de 2.2, une variation relative de 1.5%. Or le plus grand coefficient électro-optique du niobate de lithium vaut 30pm/V, soit avec un champ maximal de 10MV/m et un indice du milieu de 2.2, une variation maximale d'indice de 0.0003, c'est à dire 0.015%. On comprend pourquoi on ne réalise pas de guides d'onde avec un simple champ électrique !



On considère ensuite que le guide est une structure faiblement guidante. Cela signifie que la différence d'indice entre le guide et le substrat est faible<sup>7</sup>, donc que les modes du guides, que l'on peut se représenter comme les rayons de la Fig. III.1-3, se propagent presque entièrement selon l'axe Y. Les champs étant transverses à la direction de propagation, on peut négliger leur composante longitudinale (selon Y), par rapport aux autres composantes. De cette façon on peut transformer les équations vectorielles vues ci-dessus en équations scalaires, en reconnaissant l'existence de deux types de modes particuliers. L'un dit quasi-TE<sup>8</sup> (ou  $E_z$ ) dont le champ électrique est quasiment parallèle à Z, l'autre dit quasi-TM (ou  $E_x$ ) où c'est le champ magnétique qui est quasiment parallèle à Z (le champ électrique est quant à lui quasiment parallèle à X). On obtient alors les équations suivantes :

mode quasi-TE :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\epsilon_Z}{\epsilon_Y} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \epsilon_Z - \beta_{TE}^2 \right) E_Z = - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{E_Z}{\epsilon_Z} \frac{\partial \epsilon_Z}{\partial z} \right) \quad (\text{III.3-1})$$

mode quasi-TM :

$$\left( \frac{\epsilon_X}{\epsilon_Y} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \epsilon_X - \beta_{TM}^2 \right) E_X = - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{E_X}{\epsilon_X} \frac{\partial \epsilon_X}{\partial x} \right) \quad (\text{III.3-2})$$

Celles-ci ont été établies en négligeant les termes de couplage entre les deux types de modes, c'est-à-dire en négligeant la composante  $E_X$  dans (III.3-1) et  $E_Z$  dans (III.3-2). En effet dans un guide ruban la notion de mode est un peu plus floue, car il y a couplage entre les deux modes. Cependant, comme ici les deux modes ont des constantes de propagation très différentes, ce couplage non périodique sera peu efficace (cf. chap. II) et peut effectivement être ignoré.

Les autres composantes des champs peuvent être retrouvées au moyen des équations (III.2-10)-(III.2-15). Habituellement, (III.3-2) est exprimé en fonction de  $H_Z$ , mais cette composante du champ magnétique est proportionnelle à  $E_X$ . Cette dernière peut donc être utilisée comme variable indépendante, apportant une plus grande symétrie dans les relations pour les modes quasi-TE et quasi-TM.

La condition de faible guidage implique une faible variation d'indice sur une distance comparable à la longueur d'onde. On peut ainsi supprimer la partie droite de (III.3-1) et (III.3-2). On obtient alors les équations vectorielles réduites :

mode quasi-TE :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\epsilon_Z}{\epsilon_Y} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \epsilon_Z - \beta_{TE}^2 \right) E_Z = 0 \quad (\text{III.3-3})$$

mode quasi-TM :

$$\left( \frac{\epsilon_X}{\epsilon_Y} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \epsilon_X - \beta_{TM}^2 \right) E_X = 0 \quad (\text{III.3-4})$$

---

7. La variation induite par diffusion est au plus de 1.5%, ce qui rentre dans le cadre du modèle faiblement guidant. On peut cependant remarquer qu'à la surface du substrat, la variation est beaucoup plus forte (50%). On objectera alors que cette condition n'existe que sur un seul coté du guide et que la possibilité d'un comportement global du guide comme une structure fortement guidante, est 'éliminée' par les trois autres côtés du guide.

8. Les modes TE et TM constituent en fait une description exacte des modes d'un guide hétérogène plan (i. e. unidimensionnel) et isotrope.



La justification formelle complète de ces équations est assez délicate à obtenir. On peut arriver à dériver une relation rigoureuse (dans le cadre des approximations que nous avons précisées) pour un guide ruban hétérogène bidimensionnel et isotrope [65], ou pour un guide ruban anisotrope (mais à tenseur diagonal) homogène [66]. Le cas présenté ci-dessus est basé sur ces deux modèles tirés des équations de Maxwell, dans le cadre de l'hypothèse de faible guidage, pour un guide ruban parallèle à l'un des axes principaux du cristal. En transformant les équations vectorielles en équations scalaires nous avons fortement simplifié la résolution de notre problème, mais il reste à résoudre des équations différentielles à deux dimensions, ce qui n'en demeure pas moins complexe. Nous allons ainsi ramener ces équations bidimensionnelles à un système de deux équations monodimensionnelles couplées, au moyen de la méthode bien connue de l'indice effectif [67, 68]. L'hypothèse fondamentale de cette méthode est de considérer que la composante apparaissant dans l'équation d'onde est une grandeur à variables séparables, soit :

$$E_X(x, z) = E_X(x)E_Z(z) \quad (\text{III.3-5})$$

$$E_Z(x, z) = E_Z(x)E_Z(z) \quad (\text{III.3-6})$$

En appliquant en plus l'hypothèse, déjà utilisée précédemment, de faible variation relative d'indice dans le guide, on obtient alors :

mode quasi-TE :

$$\frac{d^2 E_Z(x)}{dx^2} + (k^2 \epsilon_Z(x) - \beta_{eff}^2(z)) E_Z(x) = 0 \quad (\text{III.3-7})$$

$$\frac{d^2 E_Z(z)}{dz^2} + \frac{\epsilon_Z}{\epsilon_Y} (\beta_{eff}^2(z) - \beta_{TE}^2) E_Z(z) = 0 \quad (\text{III.3-8})$$

mode quasi-TM :

$$\frac{d^2 E_X(x)}{dx^2} + \frac{\epsilon_X}{\epsilon_Y} (k^2 \epsilon_X(x) - \beta_{eff}^2(z)) E_X(x) = 0 \quad (\text{III.3-9})$$

$$\frac{d^2 E_X(z)}{dz^2} + (\beta_{eff}^2(z) - \beta_{TM}^2) E_X(z) = 0 \quad (\text{III.3-10})$$

avec  $\beta_{eff}(z) = n_{eff}(z)k$  constante de propagation effective du mode du guide plan (X, Y) en fonction de  $z$ ,  $n_{eff}(z)$  indice effectif du mode du guide plan (X, Y) en fonction de  $z$ , et  $\beta_{TE}$ ,  $\beta_{TM}$  constantes de propagation des modes quasi-TE et quasi-TM du guide ruban.

Les équations obtenues décrivent en fait deux guides plans hétérogènes orthogonaux, l'un situé selon X, le second selon Z. Elles ressemblent toutes deux à l'équation de Helmholtz et sont les équations de dispersion du guide. La résolution de ces deux systèmes d'équations passe par trois étapes :

- résolution de l'équation de dispersion du guide plan selon X, pour chacune des abscisses désirées selon Z, en utilisant le profil d'indice du guide hétérogène,
- synthèse d'un profil d'indice effectif selon Z à partir des solutions des équations de dispersion déterminées dans la première étape,
- résolution de l'équation de dispersion du guide plan, selon Z en utilisant le profil d'indice synthétique.





Il nous reste donc à déterminer les équation de dispersion correspondant aux guides selon X et selon Z, pour les modes quasi-TE et quasi-TM, puis à les résoudre. Une fois de plus, nous utiliserons une méthode simple, donnant de bon résultat dans notre cas, à laquelle nous apporterons une correction originale, permettant de mieux tenir compte de l'anisotropie du guide.

### III.4 Le guide hétérogène monodimensionnel et sa correction d'anisotropie

Une des solutions de l'équation de propagation dans un guide isotrope homogène (i. e. l'équation de Helmholtz) est donnée par l'onde plane. Son champ électrique peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (\text{III.4-1})$$

avec  $\vec{E}_0$  vecteur amplitude du champ,  $\omega$  pulsation du champ,  $\vec{r}$  vecteur position (i. e. où l'on observe le champ),  $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{u}$  vecteur d'onde,  $\vec{u}$  vecteur unitaire selon la normale à l'onde,  $\vec{k} \cdot \vec{r} = k_X x + k_Y y + k_Z z$  et  $k_X, k_Y, k_Z$  nombre d'onde selon X, Y, Z de l'onde plane.

La surface équiphase est alors formée par un plan. En fait, toute onde solution de l'équation de Helmholtz, est développable en une série d'ondes planes de direction variable : le spectre angulaire d'ondes planes. Dans les milieux anisotropes homogènes, il y a généralement deux ondes planes solution de l'équation de propagation. Ainsi selon une même direction de propagation, on montre qu'il existe deux ondes possédant des polarisations orthogonales qui peuvent se propager, expliquant l'effet de double réfraction, par exemple. Dans le cas de milieux hétérogènes, l'onde plane n'est plus une solution de l'équation de propagation. Cependant si ce milieu est constitué d'une juxtaposition de milieux homogènes, il existe une solution d'onde plane dans chacun de ces sous-espaces, les conditions imposées à leurs limites empêchant l'existence d'une onde plane dans tout l'espace<sup>9</sup>. On peut étendre ce concept aux milieux totalement hétérogènes, si cette hétérogénéité n'est pas trop importante sur une distance comparable à la longueur d'onde. On parle alors d'ondes planes locales. L'onde plane peut alors être considérée comme un modèle local acceptable d'un mode du guide d'onde et les rayons (cf. Fig. III.1-3) peuvent être considérées comme une superposition d'ondes planes, dont le trajet est associé à un et un seul mode. Celles-ci possèdent toutes le même nombre d'onde selon Y, qui est égal à la constante de propagation du mode (i. e.  $k_Y = \beta$ ).

C'est en fait le même type d'approximation qui a permis d'établir formellement (III.3-7)-(III.3-10). Ainsi, dans le cadre de l'hypothèse d'existence des ondes planes, ces équations peuvent être résolues, soit par la méthode WKB, soit par la méthode des rayons, qui sont alors strictement équivalentes, car relevant des mêmes hypothèses [69] (i. e. ondes planes locales ou rayon). Elles ont aussi les mêmes limitations, tout particulièrement au niveau de la caustique (i. e. le point de rebroussement de l'onde) où l'onde ne peut plus vraiment être considérée comme plane...

La méthode WKB déduit rigoureusement des équations de propagation (III.3-7)-(III.3-10) une équation de résonance à partir de considérations de continuité du champ

9. Par exemple, de chaque côté d'un dioptre séparant deux milieux d'indice différent, une onde plane incidente pourra se propager mais dans des directions différentes (réfraction).





(critère d'amplitude), alors que dans la méthode des rayons l'application d'un simple principe de consistance du champ (critère de phase) permet de retrouver cette même équation, dite alors de résonance transverse. Dans la méthode des rayons on recherche les conditions pour que lors d'un aller-retour entre les limites du guide, la phase accumulée dans la direction transverse à la propagation soit un multiple entier de  $2\pi$ . Il y a alors consistance du champ (le même phénomène pouvant se répéter à chaque aller-retour) dont l'amplitude variera périodiquement dans la direction de propagation. Sa période sera  $\beta/2\pi$  ou  $\beta$  est la constante de propagation du mode, et aussi le nombre d'onde, selon  $Z$ , des ondes planes locales. On remarque sur la Fig. III.4-1 que les rayons lumineux ne suivent

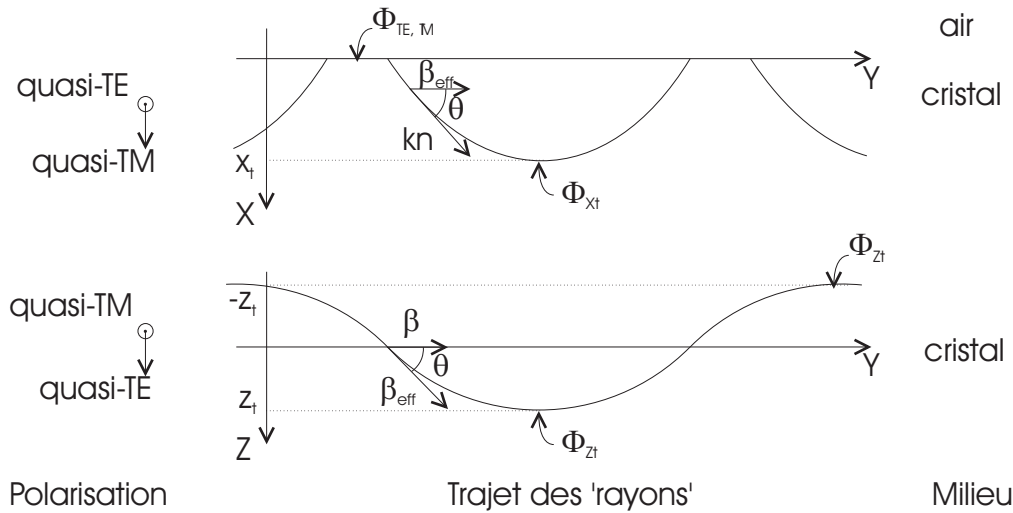


FIGURE III.4-1: Direction de polarisation des modes, trajet des rayons et milieu traversé pour (en haut) le guide placé selon  $X$  (en bas) le guide placé selon  $Z$ .  $x_t$  et  $z_t$  représentent l'abscisse des points tournants,  $\phi$  les déphasages aux points de réflexion.

pas une trajectoire rectiligne, comme nous l'avions vu sur la Fig. III.1-3. En effet le milieu est hétérogène et la lumière parcourt une trajectoire courbe conformément au principe de Fermat. De plus à la surface du cristal, le rayon avant d'être réfléchi, subit un décalage, dit glissement de Goos-Hänchen, que l'on relie au déphasage des ondes planes du spectre angulaire du rayon.

D'ailleurs, lors de l'utilisation de la méthode des rayons (ou WKB) les termes traduisant le déphasage apparaissant aux points de rebroussement (ou tournant) sont très importants. Quelques auteurs [70, 71] se sont attachés à étudier les variations de ce déphasage lorsque le point tournant était proche d'une discontinuité d'indice (saut d'indice) ou de pente de variation d'indice (saut de gradient d'indice). Leurs études ont confirmé que dans le cas d'un profil d'indice ne comportant pas de discontinuité de profil (soit typiquement le cas du point tournant se trouvant en profondeur dans un guide diffusé) ce déphasage valait simplement  $\pi/2$  [72]. Dans le cas où le point tournant est placé juste au niveau d'une discontinuité d'indice (cas d'une forte différence d'indice observable, par exemple, en surface d'un guide diffusé sur niobate de lithium), ils ont confirmé qu'il suffisait d'appliquer rigoureusement les lois de Fresnel sur la réflexion totale à une interface diélectrique. L'angle d'incidence étant quasi-rasant le déphasage est proche de  $\pi$  et notre étude ne tiendra donc pas compte de ces améliorations, qui n'augmentent en rien la précision des calculs dans notre cas.



En suivant le parcours de l'onde sur la Fig. III.4-1 on peut déduire les équations de résonance transverse correspondant à (III.3-7)-(III.3-10). Elles prennent la forme suivante :  
mode quasi-TE :

$$2 \int_0^{x_t} (k^2 \epsilon_Z(x, z) - \beta_{eff}^2(z)) dx + \phi_{TE} + \phi_{x_t} = 2m\pi \text{ pour } m = 0, 1, 2 \dots \quad (\text{III.4-2})$$

$$2 \frac{\epsilon_Z}{\epsilon_Y} \int_{-z_t}^{z_t} (\beta_{eff}^{ani2}(z) - \beta_{TE}^2) dz + 2\phi_{z_t} = 2p\pi \text{ pour } p = 0, 1, 2 \dots \quad (\text{III.4-3})$$

mode quasi-TM :

$$2 \frac{\epsilon_X}{\epsilon_Y} \int_0^{x_t} (k^2 \epsilon_X(x, z) - \beta_{eff}^2(z)) dx + \phi_{TM} + \phi_{x_t} = 2m\pi \text{ pour } m = 0, 1, 2 \dots \quad (\text{III.4-4})$$

$$2 \int_{-z_t}^{z_t} (\beta_{eff}^2(z) - \beta_{TM}^2) dz + 2\phi_{z_t} = 2p\pi \text{ pour } p = 0, 1, 2 \dots \quad (\text{III.4-5})$$

avec  $\phi_{TE} = -2 \arctan \left( \sqrt{\frac{\epsilon_{eff}(z) - \epsilon_a}{\epsilon_Z(0, z) - \epsilon_{eff}(z)}} \right)$  déphasage de Fresnel à la réflexion en surface pour le mode quasi-TE,  $\phi_{z_t} = \phi_{x_t} = -\frac{\pi}{2}$  déphasage à la réflexion à la caustique (i. e. en  $x_t$  et en  $z_t$ ),  $\phi_{TM} = -2 \arctan \frac{\epsilon_X(0, z)}{\epsilon_a} \left( \sqrt{\frac{\epsilon_{eff}(z) - \epsilon_a}{\epsilon_X(0, z) - \epsilon_{eff}(z)}} \right)$  déphasage de Fresnel à la réflexion en surface pour le mode quasi-TM,  $\beta_{eff} = \sqrt{\epsilon_{eff} k} = n_{eff} k$  constante de propagation effective et  $\beta_{eff}^{ani}$  constante de propagation effective avec correction d'anisotropie.

On obtient ainsi un ensemble discret de constantes de propagation correspondant aux modes quasi-TE<sub>mp</sub> et quasi-TM<sub>mp</sub> supportés par le guide. Cette méthode ancienne [56] présente l'intérêt d'être simple et d'induire une erreur de quelques  $10^{-5}$  sur le calcul des constantes de propagation [73, 74], pour un mode bien confiné, soit du même ordre de grandeur que la méthode de l'indice effectif dans le cas du guide faiblement guidant [75, 76].

Cependant, il est une des capacités de la méthode des rayons qui n'a, à notre connaissance, pas été jusqu'à présent utilisée. Nous allons montrer qu'il est en effet assez intuitif de tenir compte plus précisément de l'anisotropie du guide d'onde, alors que des méthodes beaucoup plus lourdes, parce qu'elles utilisent l'équation scalaire de propagation, en sont incapables.

Il faut tout d'abord se rendre compte que la méthode des rayons, étant une méthode de phase, étudie en fait la propagation des plans de phase constante. Dans un milieu anisotrope ceux-ci ne suivent pas la même direction que l'énergie, où l'on situe pourtant la notion intuitive de rayons. Il serait ainsi plus juste d'appeler cette méthode, méthode des plans équiphases ou méthode de la normale à l'onde. Cette distinction est sans objet dans un milieu isotrope puisque rayon (i. e. l'énergie) et plans équiphases ont même direction. Le trajet que nous avons figuré par un trait sur la Fig. III.4-1, est donc celui de la normale à l'onde et non celui de l'énergie.

Dans un milieu anisotrope on peut montrer que l'équation de propagation possède deux solutions d'onde plane [77]. Ces deux ondes planes possèdent des polarisations orthogonales et leurs vecteurs  $\vec{D}$  associés appartiennent au plan normal à l'onde. Afin de connaître la direction de ces vecteurs, ainsi que l'indice vu par les deux ondes, on utilise une figure géométrique : l'indicatrice (ou ellipsoïde des indices). Celle-ci est un ellipsoïde dont l'équation est la suivante :

$$\frac{x^2}{\epsilon_X} + \frac{y^2}{\epsilon_Y} + \frac{z^2}{\epsilon_Z} = 1 \quad (\text{III.4-6})$$



avec  $x, y, z$  coordonnées selon les axes  $X, Y, Z$ , et  $\epsilon_X, \epsilon_Y, \epsilon_Z$  constantes diélectriques principales du cristal.

Cette formule éclaire un peu la notion de repère principal vue au début du §III.3. En effet dans tout autre repère l'équation de l'ellipsoïde comporterait des termes croisés (par exemple,  $xy$  ou  $yz$ ) et le tenseur de permittivité relative ne serait plus diagonal. Les constantes  $\epsilon_X, \epsilon_Y, \epsilon_Z$  sont ainsi appelées principales, car elles sont exprimées dans le repère principal où le tenseur est diagonal. Le cristal que nous utilisons, le niobate de lithium, est un cristal uniaxe. Cela signifie que l'on a :

$$\epsilon_X = \epsilon_Y = n_o^2 \quad \epsilon_Z = n_e^2 \quad (\text{III.4-7})$$

avec  $n_o$  indice ordinaire et  $n_e$  indice extraordinaire.

L'indicatrice prend alors la forme de la Fig. III.4-2.

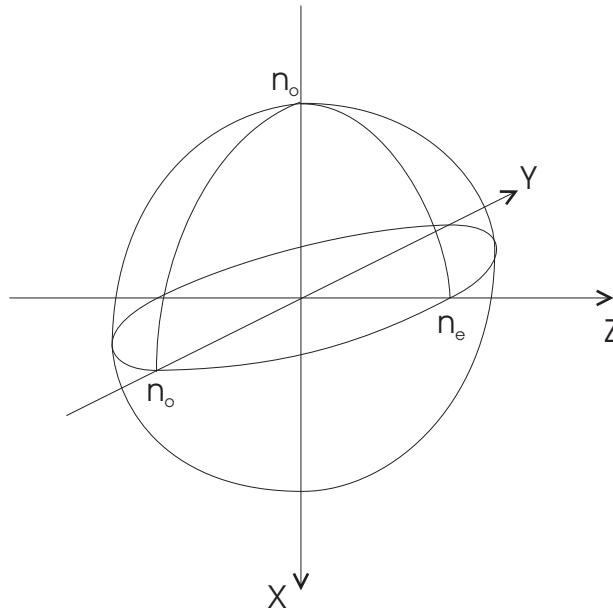


FIGURE III.4-2: Indicatrice d'un cristal uniaxe négatif ( $n_e < n_o$ ).

L'intersection du plan normale à l'onde et de l'ellipsoïde forme une ellipse dont la direction des axes donne les deux directions de vibration du vecteur  $\vec{D}$  (i. e. la polarisation). Les indices vus par les deux ondes sont fournis par la demi-longueur de ces mêmes axes. Pour une onde se propageant dans le plan  $(X, Y)$ , c'est à dire dont la normale à l'onde (le rayon de la Fig. III.4-1) appartient à ce même plan, on a le diagramme de la Fig. III.4-3.

On voit que lorsque  $\theta$  varie (i. e. le rayon progresse dans le cristal selon la Fig. III.4-1) cette ellipse conserve toujours les mêmes axes. Ainsi le mode polarisé selon  $Z$  (i. e. quasi-TE) verra l'indice  $n_e$  et le mode polarisé selon  $X$  (i. e. quasi-TM) verra l'indice  $n_o$ . Ces considérations sont déjà exprimées dans (III.4-2) et (III.4-4) correspondant aux deux polarisations de l'onde dans le guide plan parallèle à  $Z$ .

La situation est légèrement différente pour une onde se propageant dans le plan  $(YZ)$ . On a alors la situation de la Fig. III.4-4.

L'onde polarisée selon  $X$  (i.e. quasi-TM) voit bien constamment l'indice  $n_o$ , cependant l'onde qui est polarisée selon  $Z$  (i.e. quasi-TE) voit un indice  $n_{ani}$  qui varie selon  $\theta$ . On a alors :



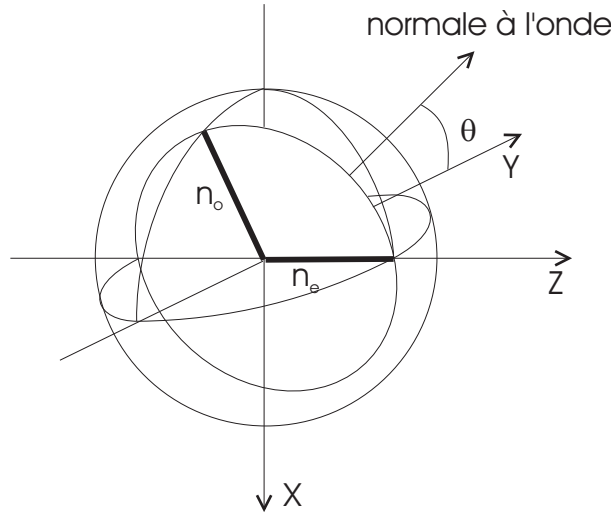


FIGURE III.4-3: Plan d'onde d'une onde se propageant dans le plan (XY) d'un cristal uniaxe.

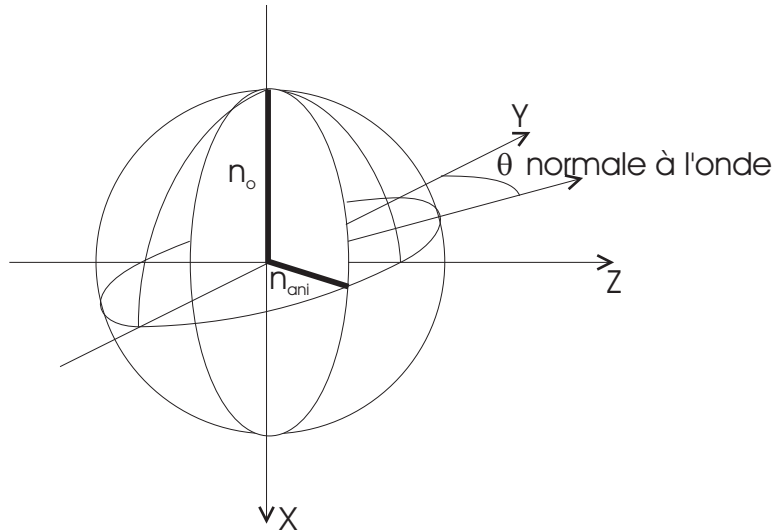


FIGURE III.4-4: Onde se propageant dans le plan (Y,Z) d'un cristal uniaxe.

$$n_{eff}^{ani} \approx n_{eff} + (n_o - n_{eff})\theta^2 \quad (III.4-8)$$

avec  $n_{ani}$  indice effectif avec correction d'anisotropie,  $n_{eff}$  indice effectif et  $n_o$  indice ordinaire.

Cette correction de l'indice peut induire une modification de  $0.5 \cdot 10^{-3}$  sur la constante de propagation du mode quasi-TE, lorsque celui-ci est près de la coupure, c'est-à-dire lorsque l'angle  $\theta$  prend une forte valeur maximale ( $\approx 3^\circ$ ).

Revenons maintenant sur le calcul de la constante de propagation des modes. On recherche tout d'abord la valeur de  $\beta_{eff}$  qui satisfait (III.4-2) et (III.4-4). La recherche se fait par dichotomie entre les deux valeurs extrêmes que peut avoir l'indice effectif dans le guide. L'intégration présente dans les deux équations est réalisée en faisant une somme discrète le long du trajet de la normale à l'onde, à mesure que l'onde s'enfonce dans le cristal. On s'arrête lorsque l'angle  $\theta$  s'annule, c'est-à-dire lorsque la constante de



propagation du mode<sup>10</sup> est égale à  $\beta_{eff}$ . Lorsque la somme de tous les retards est nulle, on a trouvé la valeur d'indice effectif ( $n_{eff}$ ) pour lequel (III.4-2) ou (III.4-4) est vérifiée. Ce calcul de  $\beta_{eff}$  est effectué pour de nombreuses abscisses selon Z, permettant de créer un profil d'indice synthétique  $n_{eff}(z)$ , utilisé dans (III.4-3) et (III.4-5). En recommençant la recherche dichotomique avec (III.4-3) et (III.4-5), comme dans la première partie, on trouve alors les valeurs  $\beta_{TE}$  et  $\beta_{TM}$  des constantes de propagation des modes. Lorsque l'équation de résonance transverse ne peut être vérifiée, cela signifie simplement que le mode ne peut pas exister dans le guide. Ainsi, en effectuant ce calcul pour tout les couples  $(m, p)$  on détermine tous les modes quasi-TE<sub>mp</sub> ou quasi-TM<sub>mp</sub> qui peuvent se propager dans le guide.

Dans la résolution de (III.4-2) et (III.4-4) on utilise la valeur de l'indice en fonction de la longueur d'onde et surtout en fonction des coordonnées selon les axes X et Z. On utilise ici le modèle de Fouchet et al. [78], que l'on a étendu à une diffusion bidimensionnelle (guide ruban) grâce à l'étude de la diffusion par les équations de Fick [68]. On a ainsi :

$$\sqrt{\epsilon_X(x, y, \lambda)} = n_o(x, z, \lambda) = n_{so}(\lambda) + A_o(\lambda, C_0)(C(x, z))^{\alpha_o} \quad (\text{III.4-9})$$

$$\sqrt{\epsilon_Z(x, y, \lambda)} = n_e(x, z, \lambda) = n_{se}(\lambda) + A_e(\lambda, C_0)(C(x, z))^{\alpha_e} \quad (\text{III.4-10})$$

avec  $n_{so}(\lambda)$ ,  $n_{se}(\lambda)$  indice ordinaire et extraordinaire du substrat en fonction de la longueur d'onde (d'après [51]),  $A_o(\lambda, C_0) = \left(\frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}}\right)^{-\alpha_o} \left(B_o^0(\lambda) + B_o^1(\lambda)\frac{\sqrt{\pi}}{2\alpha}C_0\right)$ ,  $B_o^0(\lambda) = 6.53 \cdot 10^{-2} - 3.15 \cdot 10^4\lambda + 7.09 \cdot 10^9\lambda^2$ ,  $B_o^1(\lambda) = 0.478 + 0.464 \cdot 10^6\lambda - 0.348 \cdot 10^{12}\lambda^2$ ,  $\alpha_o = 0.53$ ,  $A_e(\lambda, C_0) = \left(\frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}}\right)^{-\alpha_e} \left(B_e^0(\lambda) + B_e^1(\lambda)\frac{\sqrt{\pi}}{2\alpha}C_0\right)$ ,  $B_e^0(\lambda) = 0.385 - 0.430 \cdot 10^6\lambda + 0.171 \cdot 10^{12}\lambda^2$ ,  $B_e^1(\lambda) = 0.13 + 3.85 \cdot 10^6\lambda - 2.49 \cdot 10^{12}\lambda^2$ ,  $\alpha_e = 0.83$  et  $\lambda$  longueur d'onde.

La concentration  $C(x, z)$  de titane selon X et Z apparaissant dans (III.4-9) et (III.4-10) étant donnée par :

$$C(x, z) = C_0 f(x) g(z) \quad (\text{III.4-11})$$

avec  $f(x) = e^{-\left(\frac{x}{d_X}\right)^2}$ ,  $g(z) = \frac{1}{2} \left[ \text{erf}\left(\frac{\frac{w}{2}+z}{d_Z}\right) + \text{erf}\left(\frac{\frac{w}{2}-z}{d_Z}\right) \right]$ ,  $d_X$ ,  $d_Z$  profondeur de diffusion selon X et Z,  $C_0 = \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} \frac{\tau}{d_X}$  concentration maximale de surface sans diffusion latérale ( $g(z) = 1$ ),  $w$  largeur de la bande de titane avant diffusion,  $\tau$  épaisseur de la bande de titane avant diffusion et  $\alpha$  concentration atomique du titane (permettant de tenir compte de la densité du titane déposé en film mince, par rapport au titane massif).

Fouchet et al. ont modélisé, à partir d'une étude expérimentale systématique, les variations d'indice en fonction de nombreux paramètres : la dispersion<sup>11</sup>, la concentration de titane, la dépendance non linéaire entre concentration et indice, la dépendance avec la concentration de surface<sup>12</sup>...

Ce dernier élément complète notre modèle de propagation dans un guide hétérogène bidimensionnel et anisotrope. Nous allons maintenant l'exploiter afin d'étudier le comportement du guide en fonction de divers paramètres expérimentaux.

10. On remarquera que l'on se trouve alors au point tournant, où l'indice de réfraction du guide est donc égal à l'indice effectif du mode. Tout ceci est apparent sur le trajet de la normale à l'onde de la Fig. III.4-1 et aussi, bien sûr, dans (III.4-1)-(III.4-4).

11. La dispersion correspond à la variation des relations constitutives selon la longueur d'onde (i. e. la fréquence). On a ici un phénomène fondamental qui n'est pas pris en compte par les équations de Maxwell.

12. On se reportera au chap. IV pour une explication de ce phénomène.



## III.5 Propagation dans un guide hétérogène bidimensionnel et anisotrope

Dans un guide ruban, plus le mode est éloigné de sa coupure (i. e. le point où il n'est plus guidé), plus il est confiné donc plus la taille du champ optique est faible. Or, il y a un réel intérêt à travailler avec des champs optiques les plus petits possible : on optimise ainsi l'interaction avec les champs électriques externes créés par les électrodes. Toutefois, il ne faut pas que le guide devienne bi-mode, sinon il y a dispersion intermodale de l'énergie et une mauvaise efficacité du dispositif, prévu pour coupler les deux modes fondamentaux du guide.

Il faut donc rechercher les valeurs des paramètres accessibles à l'expérimentateur (épaisseur et largeur du ruban de titane avant diffusion, via dépôt et photogravure ; profondeur de diffusion, via durée et température de diffusion) permettant au guide de supporter les modes quasi-TE<sub>00</sub> et quasi-TM<sub>00</sub>, à une longueur d'onde de 1.55  $\mu\text{m}$ , tout en se trouvant très près<sup>13</sup> d'un comportement bi-mode. Les Fig. III.5-1 et Fig. III.5-2 indiquent les loci de propagation monomodale pour deux profondeurs de diffusion différentes, en fonction de la largeur et de l'épaisseur du ruban de titane dont la diffusion engendre le guide.

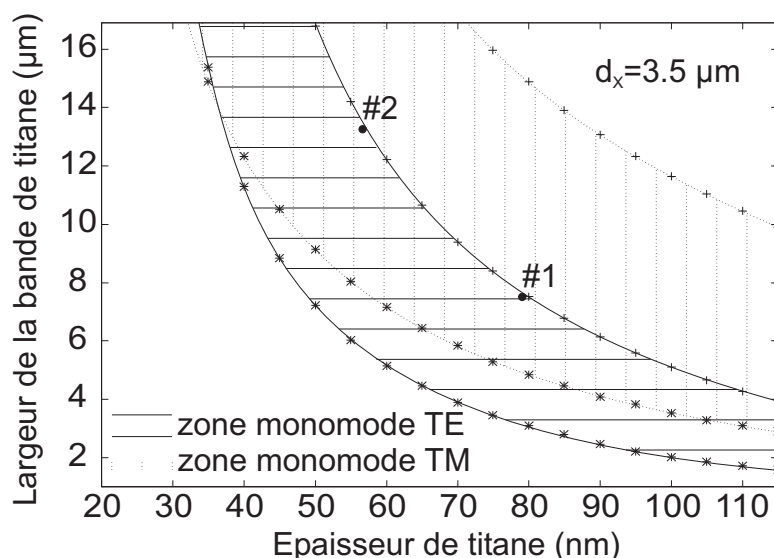


FIGURE III.5-1: Loci de propagation monomodale TE et TM en fonction de l'épaisseur et de la largeur de la bande de titane avant diffusion. La longueur d'onde est de 1.55  $\mu\text{m}$  et les profondeurs de diffusion selon X et Z sont respectivement de 3.5  $\mu\text{m}$  et de 4.2  $\mu\text{m}$ .

On a placé sur la Fig. III.5-1 deux exemples de guide (#1 et #2) convenant à notre application. On remarquera que la méthode de l'indice effectif surestime en général les positions des fréquences de coupure, donc que l'on peut aller un peu plus loin que ce que prévoit la Fig. III.5-1. Par exemple, le guide #1 peut certainement avoir une largeur d'environ 8  $\mu\text{m}$  et une épaisseur de titane de 80 nm tout en restant monomode.

En comparant les deux figures on voit que l'augmentation de la profondeur de diffusion a une influence beaucoup plus importante sur la longueur d'onde de coupure des

13. Ici, 'très près' est relatif à une distance dans l'espace des paramètres. Cette notion est directement observable sur la Fig. III.5-1.



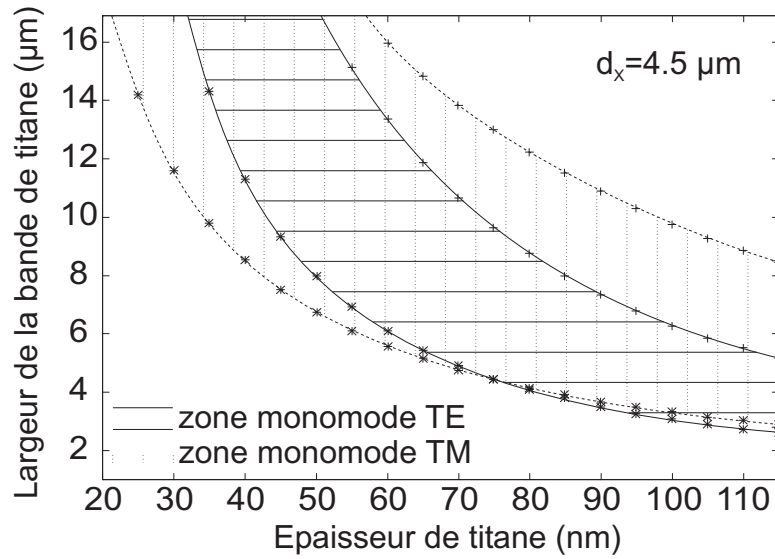


FIGURE III.5-2: Loci de propagation monomodale TE et TM en fonction de l'épaisseur et de la largeur de la bande de titane avant diffusion. La longueur d'onde est de  $1.55 \mu\text{m}$  et les profondeurs de diffusion selon X et Z sont respectivement de  $4.5 \mu\text{m}$  et de  $5.4 \mu\text{m}$ .

modes quasi-TM que sur les modes quasi-TE. On se rend compte qu'avec l'accroissement de cette grandeur, les deux zones de propagation monomodale tendent à se superposer, assurant un comportement similaire aux deux modes fondamentaux du guide. Cependant, on tend alors à 'enfonce' le champ optique dans le substrat diminuant fortement l'interaction avec les champs électriques induits par les électrodes de surface. De façon générale, on voit que l'on est obligé de rester assez loin de la coupure du mode quasi-TM<sub>01</sub>, si l'on ne veut pas que le guide soit bimode TE. Le champ optique du mode quasi-TM<sub>00</sub> sera donc vraisemblablement toujours plus grand que celui du mode quasi-TE<sub>00</sub> dans notre dispositif.

Un autre paramètre important, auquel nous permet d'accéder notre modèle de propagation, est la différence d'indice effectif. Comme on l'a vu au chap. II, cette grandeur permet de déterminer le pas des électrodes en peigne, grossièrement estimé précédemment en utilisant la biréfringence du niobate de lithium massif. On a vu alors qu'il était nécessaire de travailler par tâtonnement afin d'obtenir une période d'électrodes convenable. La Fig. III.5-3 montre sa variation en fonction de la largeur de la bande de titane avant diffusion pour un guide de largeur de bande de titane entre  $4 \mu\text{m}$  et  $8 \mu\text{m}$ , d'épaisseur de titane  $80 \text{ nm}$  et pour des profondeurs de diffusion comprises entre  $3.5 \mu\text{m}$  et  $5 \mu\text{m}$ .

On remarque ici la dépendance importante de cette grandeur avec les paramètres technologiques. Nous reviendrons en détail, au chap. IV sur les conséquences que peut avoir cet effet.

Nous connaissons maintenant assez bien le comportement de l'onde lumineuse dans le guide parfait. Il nous reste à voir les perturbations qu'induit l'application d'un champ électrique sur une telle structure.





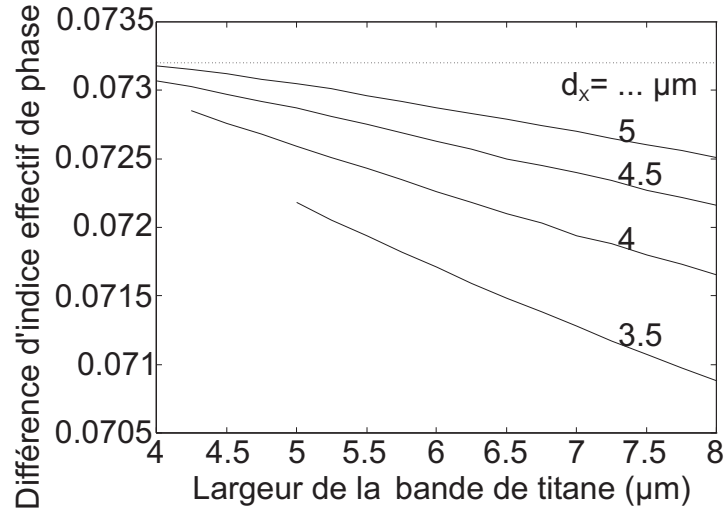


FIGURE III.5-3: Variation de la différence d'indice effectif de phase, en fonction de la largeur de la bande de titane avant diffusion (le pointillé indique la biréfringence du niobate de lithium massif). Le paramètre est la profondeur de diffusion ( $d_X$  et  $d_Z = 1.2 \cdot d_X$ ) (l'arrêt brusque des courbes indique que le mode quasi-TM<sub>00</sub> n'est plus supporté par le guide).

## III.6 Effet d'un champ électrique externe sur la propagation

Avant d'étudier l'effet du champ électrique sur la propagation dans le guide, nous allons revenir sur l'effet électro-optique afin d'en formaliser les effets dans un cristal de niobate de lithium. Puis, en partant de la même équation de propagation perturbée, nous étudierons successivement l'effet d'un champ créé par des électrodes planes et par des électrodes en peigne. Dans le premier cas, nous considérerons que le champ électrique ne fait que modifier les constantes de propagation des modes (i. e. leur phase), alors que dans le second, c'est au contraire uniquement les variations de l'intensité du champ optique des modes (i. e. leur amplitude) qui seront observées.

### III.6.1 L'effet électro-optique

L'application d'un champ électrique externe sur un cristal électro-optique (comme le niobate de lithium), peut se modéliser de différentes manières. La plus courante est d'utiliser l'ellipsoïde des indices (cf. §III.4) et de dériver sa déformation à partir de la relation suivante :

$$\left( \delta \frac{1}{n^2} \right)_{ij} = r_{ijk} E_k \left( = \sum_k r_{ijk} E_k \right) \quad (\text{III.6-1})$$

avec  $\delta \frac{1}{n^2}_{ij}$  variation du coefficient  $ij$  du tenseur de susceptibilité diélectrique,  $r_{ijk}$  coefficient  $ijk$  du tenseur électro-optique,  $E_k$  composante selon  $k$  du champ électrique externe et  $i, j, k$  indices désignant les axes principaux selon  $(1, 2, 3) \iff (X, Y, Z)$

On utilise ici pour les notations tensorielles la convention d'Einstein, où la somme selon les indices répétés dans un monôme est implicite.





Une autre démarche consiste à déterminer les modifications que ce champ électrique induit au niveau des équations de Maxwell. On montre [79] que celui-ci provoque l'apparition d'une polarisation  $P$  dans le milieu selon la relation approchée suivante<sup>14</sup> :

$$P_i = -\frac{\epsilon_i \epsilon_j}{\epsilon_0} r_{ijk} E_j \Xi_k \quad (\text{III.6-2})$$

avec  $\epsilon_i, \epsilon_j$  constantes diélectriques selon les axes  $i$  et  $j$ ,  $E_j$  composante selon  $j$  du champ optique (i. e. champ électrique de l'onde optique),  $\Xi_k$  composante selon  $k$  du champ électrique externe (prononcé ksi  $k$ ) et  $r_{ijk}$  tenseur électro-optique.

On peut alors déterminer l'influence de cette polarisation sur la propagation des modes du guide parfait. L'amplitude des variations électro-optiques d'indice permet de traiter leurs effets comme une perturbation du milieu parfait. On a alors :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_T = \vec{D}_0 + \vec{P} \quad (\text{III.6-3})$$

avec  $\vec{P}_T = \vec{P}_0 + \vec{P}$  polarisation totale dans le guide,  $\vec{P}_0$  polarisation induite par le champ optique dans le guide parfait,  $\vec{P}$  polarisation perturbatrice induite par le champ électrique externe et  $\vec{D}_0$  déplacement électrique dans le guide parfait.

Ainsi l'équation de propagation vectorielle réduite des modes quasi-TM, (III.3-4) peut se mettre sous la forme :

$$\Delta E_X - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 D_X}{\partial t^2} = 0 \iff \Delta E_X - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_X \frac{\partial^2 E_X}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_X}{\partial t^2} \quad (\text{III.6-4})$$

avec  $E_X$  composante selon  $X$  du champ optique,  $D_X$  composante selon  $X$  du déplacement électrique et  $P_X$  composante selon  $X$  de la polarisation perturbatrice.

En utilisant (III.6-2) on obtient l'équation de propagation des modes quasi-TM perturbés :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \epsilon_X \right) E_X = k^2 \epsilon_X \epsilon_j r_{Xjk} E_j \Xi_k \quad (\text{III.6-5})$$

avec  $k$  constante de propagation dans le vide,  $E_j$  composante selon  $j$  du champ optique et  $\Xi_k$  composante selon  $k$  du champ électrique externe.

De même (III.3-3) pour les modes quasi-TE perturbés donne :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\epsilon_Z}{\epsilon_Y} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \epsilon_Z \right) E_Z = k^2 \epsilon_Z \epsilon_j r_{Zjk} E_j \Xi_k \quad (\text{III.6-6})$$

Ces équations vont nous servir à formaliser les effets de déphasage et de couplage. Dans le premier cas, nous ne ferons apparaître qu'un seul champ (i. e.  $E_j = E_X$  dans (III.6-5) et  $E_j = E_Z$  dans (III.6-6)), alors que pour décrire le couplage, c'est le champ optique de l'autre mode qui apparaîtra dans la partie droite de l'équation de propagation perturbée<sup>15</sup>. Ces relations deviennent rapidement très complexes si le tenseur électro-optique comporte beaucoup de termes. En effet celui-ci est un tenseur de rang trois, comportant donc

14. Si les composantes des deux vecteurs  $E$  et  $P$ , exprimées dans le repère du guide, ne sont pas parallèles aux axes principaux du cristal, il faut les projeter sur ceux-ci. La relation contient alors des termes en cosinus (les cosinus directeurs). Ils sont ici inutiles, le guide étant parallèle aux axes principaux, le repère du guide est alors aussi le repère principal du cristal ( $X, Y, Z$ ).

15. On néglige dans les deux cas les effets des composantes du champ optique qui ne sont pas selon la direction de polarisation (i. e.  $E_Y, E_X$  pour les modes quasi-TE et  $E_Y, E_Z$  pour les modes quasi-TM).



27 termes et prenant la forme d'un cube [80]. Heureusement, l'effet électro-optique est symétrique, on n'a donc que 18 termes indépendants, que l'on note pour simplifier sous la forme d'une matrice  $6 \times 3$ . Les indices sont alors convertis selon la règle suivante :

$$r_{ijk} \longrightarrow r_{lk} \quad (\text{III.6-7})$$

avec  $XXk \longrightarrow 1k$ ,  $YYk \longrightarrow 2k$ ,  $ZZk \longrightarrow 3k$ ,  $YZk, ZYk \longrightarrow 4k$ ,  $XZk, ZXk \longrightarrow 5k$  et  $XYk, YXk \longrightarrow 6k$ .

De plus l'organisation régulière des atomes dans le cristal (i. e. sa maille) présente souvent de nombreuses symétries, définissant des classes de cristaux, qui réduisent fortement le nombre de coefficients indépendants du tenseur. Ainsi pour le niobate de lithium, cristal de classe  $3\bar{m}$ , nous avons :

$$r_{lk} = \begin{bmatrix} 0 & r_{12} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{23} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ r_{61} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{III.6-8})$$

avec  $r_{22} = -r_{12} = -r_{61} \approx 4\text{pm/V}$ ,  $r_{13} = r_{23} \approx 8\text{pm/V}$ ,  $r_{33} \approx 30\text{pm/V}$  et  $r_{42} = r_{51} \approx 28\text{pm/V}$ .

On va pouvoir regarder l'effet des tensions électriques appliquées aux électrodes déposées en surface du cristal. Celles-ci provoquent l'apparition de champs électriques statiques dont la direction peut être observée sur la Fig. III.6-1.

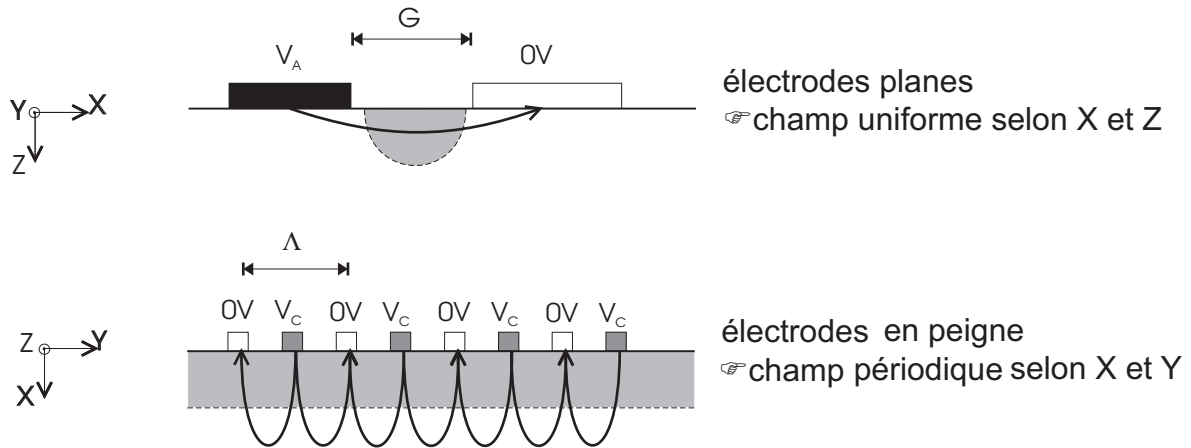


FIGURE III.6-1: Champ électrique créé par les électrodes de surface, (en haut) électrodes planes d'accord, (en bas) électrodes en peigne de conversion.

Dans la direction transverse au plan de coupe (i.e. Y pour les électrodes planes, X pour les électrodes en peigne) les électrodes sont supposées de dimension infinie (i. e. très supérieure à celle du guide), les champs induits sont donc nuls.

Regardons tout d'abord la description de l'accord lié au déphasage induit par effet électro-optique [53].



### III.6.2 Modification des constantes de propagation par effet électro-optique (déphasage)

On se place ici dans le cas où la perturbation due à l'effet électro-optique ne fait apparaître qu'une unique composante du champ optique dans (III.6-5) et (III.6-6). Le raisonnement que nous allons tenir est pour le mode quasi-TM, étant entendu qu'il serait analogue pour l'autre mode. La composante principale du champ optique de ce mode prend la forme :

$$E_X(x, y, z, t) = E_X^0(x, z)e^{j(\omega t - \beta_{TM}y)} \quad (\text{III.6-9})$$

avec  $\beta_{TM}$  constante de propagation du mode TM.

On introduit cette relation dans (III.6-6), on multiplie à gauche par le conjugué de ce champ puis on intègre dans tout le plan normal à la direction de propagation. On obtient ainsi :

$$\iint E_X^* \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 \epsilon_X - \beta_{TMp}^2 \right) E_X dx dz = k^2 n_X^4 r_{XXk} \iint E_j^* \Xi_k E_j dx dz \quad (\text{III.6-10})$$

avec  $\beta_{TMp}$  constante de propagation du mode perturbé.

L'hypothèse de faible perturbation apparaît à travers l'hypothèse que le champ  $E_X$ , du guide parfait, n'est pas modifié par la polarisation perturbatrice. On effectue la même opération sur l'équation de propagation du mode non perturbé (III.3-4) et l'on obtient :

$$\iint E_X^* \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 \epsilon_X - \beta_{TM}^2 \right) E_X dx dz = 0 \quad (\text{III.6-11})$$

En soustrayant ces deux relations membre à membre, on trouve alors :

$$\beta_{TM}^2 - \beta_{TMp}^2 = k^2 n_X^4 r_{XXk} \frac{\iint E_X^* \Xi_k E_X dx dz}{\iint E_X^* E_X dx dz} \quad (\text{III.6-12})$$

La perturbation étant de faible amplitude et les modes faiblement guidés, on peut simplifier cette expression, sous la forme :

$$\Delta \beta_{TM} = \beta_{TM} - \beta_{TMp} \approx \frac{kn_X^3 r_{XXk}}{2} \frac{U}{d} \Gamma_{TM} \quad (\text{III.6-13})$$

avec  $\Delta \beta_{TM}$  variation de la constante de propagation perturbée,  $U$  tension appliquée sur les électrodes,  $d$  distance entre les électrodes,  $\Gamma_{TM} = \frac{d \iint E_X^* \Xi_k E_X dx dz}{U \iint E_X^* E_X dx dz}$  coefficient de recouvrement normalisé entre champs optique et électrique.

De la même façon pour le mode quasi-TE on obtient :

$$\Delta \beta_{TE} = \beta_{TE} - \beta_{TEp} \approx \frac{kn_Z^3 r_{ZZk}}{2} \frac{U}{d} \Gamma_{TE} \quad (\text{III.6-14})$$

avec  $\Delta \beta_{TE}$  variation de la constante de propagation perturbée,  $U$  tension appliquée sur les électrodes,  $d$  distance entre les électrodes,  $\Gamma_{TE} = \frac{d \iint E_Z^* \Xi_k E_Z dx dz}{U \iint E_Z^* E_Z dx dz}$  coefficient de recouvrement normalisé entre champs optique et électrique.

Observons ce qui se passe dans notre configuration pour chacune des orientations du champ électrique externe :



- Un champ électrique appliqué selon X ne pourra avoir cet effet, ainsi que l'examen du tenseur peut nous en convaincre ( $r_{XXX} = r_{11} = 0$ ,  $r_{YXX} = r_{11} = 0$  et  $r_{ZZX} = r_{31} = 0$ ).
- Un champ électrique appliqué selon Y, comme il en existe au niveau des électrodes en peigne, induira un retard entre les deux modes, donné par :

$$\Delta\beta_Y = \Delta\beta_{TM} \approx \frac{kn_X^3 r_{12}}{2} \frac{V_C}{\Lambda/4} \Gamma_{TE} \quad (\text{III.6-15})$$

avec  $\Lambda/4$  distance entre deux dents consécutives des électrodes en peigne.

Ce retard changera, comme le champ électrique, de signe tous les  $\lambda/2$  m et aura en moyenne un effet nul. La modification du chemin optique qu'il provoque entre deux 'dents' consécutives des électrodes en peigne, change un peu la condition d'accord de Bragg. Toutefois cet effet est insignifiant : la période des électrodes ne devrait être modifiée que de quelques nm afin de retrouver l'accord parfait (en plus ou en moins selon le signe du champ).

- Un champ électrique appliqué selon Z, existant entre les électrodes d'accord, induit lui aussi un retard entre les deux modes quasi-TE et quasi-TM du guide. Il prend la forme suivante :

$$\Delta\beta_Z = \Delta\beta_{TM} - \Delta\beta_{TE} \approx \frac{k}{2} (n_X^3 r_{13} \Gamma_{TM} - n_Z^3 r_{33} \Gamma_{TM}) \frac{V_A}{G} \quad (\text{III.6-16})$$

avec  $G$  distance entre les électrodes d'accord.

C'est cet effet qui permet l'accord du filtre, utilisé dans le modèle phénoménologique du chap. II. Tout particulièrement, il permet de connaître  $\Delta\beta_{MAX}$ , qui est simplement  $\Delta\beta_Z$  lorsque  $V_A = V_{MAX}$ . On peut alors trouver l'expression du taux d'accord du filtre, en utilisant notre modèle plutôt que des références bibliographiques, comme nous l'avons fait précédemment. Ainsi, en utilisant les coefficients de recouvrement donnés ci-dessus, on peut obtenir, grâce à (III.6-16) et (II.3-5), l'expression du taux d'accord :

$$\frac{\Delta\lambda}{2V_{MAX}} \approx \frac{\lambda_0}{2G} \frac{1 - \rho_C}{\Delta n_{gr}} (n_X^3 r_{13} \Gamma_{TM} - n_Z^3 r_{33} \Gamma_{TM}) \quad (\text{III.6-17})$$

La connaissance de cette expression, ouvre la voie à son optimisation, afin d'obtenir le plus grand nombre possible de canaux utilisables. On peut ainsi montrer [81], que l'on a intérêt à placer le guide au centre des deux électrodes (i. e. maximisation du champ selon Z par rapport au champ selon X) et qu'il est préférable que le champ optique se trouve au plus près de la surface (i. e. maximisation de l'amplitude totale du champ).

Il nous reste maintenant à regarder les effets de conversion de mode par couplage électro-optique périodique.

### III.6.3 Modification de l'amplitude modale par effet électro-optique (couplage)

Tout d'abord faisons apparaître explicitement dans l'expression du champ optique des modes quasi-TM et quasi-TE, un terme d'amplitude lentement variable [46], ainsi que nous l'avons fait dans le Chap. II. On a :



$$\begin{aligned} E_X(x, y, z, t) &= A(y)E_X^0(x, z)e^{j(\omega t - \beta_{TM}y)} \\ E_Z(x, y, z, t) &= B(y)E_Z^0(x, z)e^{j(\omega t - \beta_{TE}y)} \end{aligned} \quad (\text{III.6-18})$$

avec  $A(y)$ ,  $B(y)$  enveloppes lentement variables du champ optique et  $E_X^0(x, z)$ ,  $E_Z^0(x, z)$  répartitions transverses du champ optique.

Afin alléger un peu nos notations, nous allons considérer l'effet sur le mode quasi-TM induit par le mode quasi-TE via la perturbation périodique d'origine électro-optique. Il est entendu que l'effet inverse, en raison de la symétrie du tenseur électro-optique<sup>16</sup> est identique.

On introduit alors cette relation dans l'équation de propagation du mode perturbé (III.6-6) et en tenant compte de l'hypothèse de faible perturbation on obtient :

$$\begin{aligned} A(y) \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 \epsilon_X - \beta_{TM}^2 \right) E_X^0 e^{j(\omega t - \beta_{TM}y)} + \\ \left( -2j\beta_{TM} \frac{dA(y)}{dy} + \frac{d^2 A(y)}{dy^2} \right) E_X^0 e^{j(\omega t - \beta_{TM}y)} = k^2 \epsilon_X \epsilon_{Zr_{XZk}} E_Z \Xi_k \end{aligned} \quad (\text{III.6-19})$$

On remarque que le terme contenu dans la première parenthèse décrit la propagation du mode non perturbé et est donc nul (cf. (III.3-4)). De plus le 2<sup>e</sup> terme de la deuxième parenthèse peut être négligé (face au 1<sup>er</sup> terme) si l'on suppose que les variations de l'amplitude du mode sont faibles sur une distance comparable à la longueur d'onde (i. e. faible perturbation). On a ainsi :

$$\frac{dA(y)}{dy} E_X^0 e^{j(\omega t - \beta_{TM}y)} = j \frac{k^2}{2\beta_{TM}} \epsilon_X \epsilon_{Zr_{XZk}} E_Z \Xi_k \quad (\text{III.6-20})$$

Soit, en introduisant l'expression (III.6-18) du champ  $E_Z$  du mode quasi-TE, puis en multipliant l'égalité à gauche par le conjugué de ce champ, enfin en intégrant dans tous le plan transverse à la direction de propagation :

$$\frac{dA(y)}{dy} \int \int E_X^0 E_X^{0*} e^{j(\omega t - \beta_{TM}y)} = \frac{k^2 \epsilon_X \epsilon_{Zr_{XZk}}}{2\beta_{TM}} \int \int E_Z^0 \Xi_k E_X^{0*} dx dz B(y) e^{j(\beta_{TM} - \beta_{TE})y} \quad (\text{III.6-21})$$

Soit finalement :

$$\frac{dA(y)}{dy} = j\kappa B(y) e^{j(\beta_{TM} - \beta_{TE})y} \quad (\text{III.6-22})$$

avec  $\kappa = \frac{\pi}{\lambda_0} \epsilon_X \sqrt{\epsilon_{Zr_{XZk}}} \frac{U}{d} \Gamma_{TE/TM}$  coefficient de couplage,  $\Gamma_{TE/TM} = \frac{d \int \int E_Z^0 \Xi_k E_X^{0*} dx dz}{U \int \int E_X^0 E_X^{0*} dx dz}$  coefficient de recouvrement,  $U$  potentiel appliqué sur les électrodes et  $d$  distance entre les électrodes.

De la même façon, en partant de (III.6-5), donc en considérant l'effet du mode quasi-TM sur la propagation du mode quasi-TE, on obtiendrait :

$$\frac{dB(y)}{dy} = j\kappa A(y) e^{-j(\beta_{TM} - \beta_{TE})y} \quad (\text{III.6-23})$$

---

16. Il ne faut pas confondre à ce niveau le tenseur électro-optique symétrique comportant 27 termes avec sa notation matricielle, ne comportant que 18 termes, mais n'ayant pas les propriétés de symétrie du tenseur original.



avec  $\kappa = \frac{\pi}{\lambda_0} \epsilon_Z \sqrt{\epsilon_X} r_{ZXk} \frac{U}{d} \Gamma_{TE/TM}$  coefficient de couplage,  $\Gamma_{TE/TM} = \frac{d}{U} \frac{\int \int E_X^0 \Xi_k E_Z^{0*} dx dz}{\int \int E_Z^0 E_Z^{0*} dx dz}$  coefficient de recouvrement,  $U$  potentiel appliqué sur les électrodes et  $d$  distance entre les électrodes.

On peut remarquer que les coefficients de couplage  $\kappa$  apparaissant dans (III.6-22) et (III.6-23) ne sont pas égaux. Ceci provient de la définition (III.6-3) de la polarisation en fonction de  $[r]$ . Une expression plus rigoureuse de cette relation (donnée là dans le cas où les termes diagonaux sont très supérieurs aux termes hors diagonale) conduit à trouver le même produit d'indice, qui, de toute façon reste de l'ordre de  $n^3$ .

A cette limitation près, on retrouve ici les équations du chap. II qui décrivaient de façon phénoménologique le couplage entre modes.

Observons à nouveau ce qui se passe dans notre configuration pour chacune des orientations du champ électrique externe :

- Un champ électrique appliqué selon X, permettra de coupler les deux champs optiques  $E_X$  et  $E_Z$  (i. e. les composantes les plus importantes des deux modes fondamentaux) entre eux. Le coefficient de couplage, en utilisant la notation matricielle du tenseur électro-optique devient :

$$\kappa = \frac{\pi}{\lambda_0} \sqrt{n_X^3 n_Z^3 r_{51}} \frac{V_C}{\Lambda/4} \Gamma_{TE/TM} \quad (\text{III.6-24})$$

avec  $\Gamma_{TE/TM} = \frac{\Lambda/4}{V_C} \frac{\int \int E_X^0 \Xi_k E_Z^{0*} dx dz}{\int \int E_Z^0 E_Z^{0*} dx dz}$  coefficient de recouvrement,  $\Lambda/4$  distance entre les dents des électrodes en peigne de période  $\Lambda$ ,  $V_C$  tension de couplage appliqué sur les électrodes en peigne.

On remarquera que le couplage entre modes ne sera efficace qu'au niveau des électrodes en peigne, ainsi que l'on a pu le voir au chap. II, et donc que le couplage résiduel au niveau des électrodes planes peut être négligé. De plus le champ électrique selon X induit un couplage entre les deux composantes  $E_Y$  et  $E_X$  des modes à travers le coefficient  $r_{61}$ . Ce coefficient est très faible, ainsi que la composante  $E_Y$  des champs optiques. On peut donc raisonnablement le négliger.

- Un champ électrique appliqué selon Y, permettra de coupler les deux composantes du champ optique  $E_Y$  et  $E_Z$  des modes à travers le coefficient  $r_{42}$ . La composante  $E_Y$  du champ optique étant très faible, on négligera cet effet. On remarquera cependant que l'action de ces deux derniers effet permet de coupler les deux modes, sans condition de phase, par l'intermédiaire de la composante  $E_Y$  du champ optique. Elle limitera donc la sélectivité en longueur d'onde du couplage.
- Finalement un champ électrique appliqué selon Z n'aura aucun effet de couplage, comme on peut le voir en examinant le tenseur électro-optique du niobate de lithium (III.6-8) ( $r_{YZZ} = r_{41} = 0$ ,  $r_{XZZ} = r_{51} = 0$  et  $r_{XYZ} = r_{61} = 0$ ).

Cependant il est un point qui reste à souligner, bien que souvent oublié dans la littérature. Il concerne la valeur que prend le coefficient de couplage par unité de longueur. On a vu dans le chap. II que cette grandeur est directement reliée à la longueur du composant, et est donc facilement calculable. Son estimation permet de prévoir mieux les caractéristiques de fonctionnement du dispositif (tension de couplage tout particulièrement dans notre cas, mais aussi puissance acoustique dans le cas d'un réseau créé par une onde acoustique, ...).

Ainsi que nous l'avons vu dans le chap. II, le couplage entre les deux modes du guide doit être périodique afin d'être efficace, en raison de la différence entre les valeurs



des constantes de propagation des deux modes. On a, pour cela, exprimé le coefficient de couplage de la façon suivante (II.2-9) :

$$\kappa = 2\kappa_0 \frac{e^{+j\frac{2\pi}{\Lambda}y} + e^{-j\frac{2\pi}{\Lambda}y}}{2} \quad (\text{III.6-25})$$

avec  $\Lambda$  période des électrodes en peigne, c'est-à-dire en le considérant comme générant des termes de phase pure. Cet effet est réalisé en pratique par l'utilisation d'un champ électrique périodique selon Y, qui rend le coefficient de recouvrement, et donc le couplage (cf. (III.6-24)), périodique selon Y. On peut alors développer ce coefficient de recouvrement en série de Fourier selon Y :

$$\Gamma(y) = \sum_n C_{\Gamma}^n e^{jn\frac{2\pi}{\Lambda}y} \quad (\text{III.6-26})$$

avec  $C_{\Gamma}^n$  coefficient de rang  $n$  du développement en série de Fourier de  $\Gamma(y)$ .

Comme on l'a montré dans le chap. II, et rappelé avec (III.6-25), seul le terme de rang 1 de ce développement nous intéresse (i. e. c'est le seul terme assurant un couplage en phase). Ce qui veut dire que, pour le phénomène de couplage qui nous intéresse, il faut utiliser le premier terme du développement de Fourier selon Y du coefficient de recouvrement, plutôt que ce coefficient lui-même. On utilise en effet toujours un couplage sinusoïdal, quelque soit la forme exacte du champ électrique selon Y. Si cette dernière est parfaitement sinusoïdale, l'intensité du couplage sera maximale et vaudra la moitié du coefficient de recouvrement  $\Gamma_{TE/TM}$ . Tout autre forme du champ selon Y, diminuera encore le rendement de couplage.

Finalement, le coefficient de couplage par unité de longueur prend la forme suivante :

$$\bar{\kappa} = \kappa_0 \rho_C = \frac{\pi}{\lambda_0} \sqrt{n_X^3 n_Z^3 r_{51}} \frac{V_C}{\Lambda/4} \rho_C \Gamma_{TE/TM}^1 \quad (\text{III.6-27})$$

Cette valeur est différente de celle donnée couramment dans la littérature<sup>17</sup>.

Nous avons déterminé avec (III.6-16) et (III.6-27) l'expression des coefficients  $\kappa$  et  $\Delta\beta_{MAX}$  qui apparaissent dans le modèle phénoménologique du chap. II. Nous allons maintenant regarder leur dépendance avec les grandeurs technologiques, afin de voir si les mesures effectuées en fin du chap. II sur un filtre accordable, tout particulièrement le taux d'accord et la tension de couplage, peuvent être prédites par notre modèle. En fait, cela revient à faire l'étude des coefficients de recouvrement apparaissant dans (III.6-16) et (III.6-27).

### III.6.4 Recouvrement entre champs électriques et optiques

L'évaluation numérique du recouvrement entre les champs électriques et optiques passe avant tout par la connaissance du profil spatial de ces deux champs. Dans un premier temps, nous allons nous attacher à représenter le champ optique. Nous verrons qu'au lieu d'utiliser un modèle purement théorique, nous préférons utiliser une approximation du champ optique expérimental. Dans un deuxième temps, nous étudierons le recouvrement

17. Cette pondération de l'effet électro-optique est, par exemple, totalement ignorée par Heismann et Alferness dans [29]. Leur coefficient de couplage est donc au moins deux fois plus fort que dans nos travaux, ou plutôt, la tension théorique de conversion totale  $V_{opt}$  sera deux fois plus importante dans notre modèle.





des champs au niveau des électrodes planes, en adoptant une expression analytique simple pour le champ électrique. Enfin, nous analyserons le recouvrement au niveau des électrodes en peigne, après avoir décrit brièvement un modèle donnant aisément le champ dans le cristal.

#### III.6.4.1 Champ optique dans un guide d'onde diffusé

Il existe de nombreux modèles théoriques permettant de connaître le profil du champ optique dans un guide d'onde diffusé (méthode WKB, BPM, méthode variationnelle, ...). Cependant la comparaison avec des résultats expérimentaux montre toujours des différences assez importantes qui ne sont diminuées, dans le meilleur des cas, qu'en ajustant au mieux les paramètres du modèle [82], ou qui restent même inexplicables [83]. Ces études ont cependant montré que l'on pouvait considérer le profil transverse du champ optique comme le produit d'une fonction hermite-gaussienne d'ordre 0 selon la largeur et d'ordre 1 selon la profondeur, soit :

$$E_{Ti}(x, z) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{A_{Ti}^X A_{Ti}^Z}} \frac{x}{A_{Ti}^X} e^{-\left(\frac{x}{A_{Ti}^X}\right)^2 - \left(\frac{z}{A_{Ti}^Z}\right)^2} \quad (\text{III.6-28})$$

avec  $E_{Ti}(x, z)$  profil transverse du champ optique,  $A_{Ti}^X$ ,  $A_{Ti}^Z$  paramètres modaux selon X et Y pour le mode Ti et  $Ti = \text{TE}$  ou  $\text{TM}$  selon le mode considéré.

Afin de simplifier les calculs ultérieurs, on a ici normalisé le champ de la façon suivante :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E_{Ti}(x, z) E_{Ti}^*(x, z) dx dz = 1 \quad (\text{III.6-29})$$

avec  $E_{Ti}^*(x, z)$  conjugué du champ complexe  $E_{Ti}(x, z)$ .

C'est-à-dire que les dénominateurs des coefficients de recouvrement (III.6-16) et (III.6-27) seront unitaires. Cette expression du champ est celle que l'on trouve en résolvant rigoureusement les équations de propagation vectorielles réduites (III.3-3)-(III.3-4), lorsque la variation d'indice dans le guide assume la forme d'un paraboloïde [84]. Ce profil correspond assez bien au profil réel du champ relevé expérimentalement, excepté au niveau des queues évanescences [85, 86]. Ainsi s'il s'agissait d'étudier un coupleur à ondes évanescences avec ce modèle, cette approximation donnerait de piètres résultats, mais nous sommes concernés ici par l'étude du recouvrement de l'ensemble du champ, dont l'énergie est contenue à plus de 95% dans le lobe central du champ (i. e. champ situé au maximum à deux fois la largeur en  $1/e$ ). Cette approximation semble donc ici légitime. Les paramètres modaux apparaissant dans (III.6-28) peuvent être reliés aux dimensions en  $1/e$  de l'intensité du champ, plus parlantes à l'expérimentateur, grâce aux relations suivantes<sup>18</sup> :

$$L_X = 0.972 \cdot A_X \quad L_Z = 1.414 \cdot A_Z \quad (\text{III.6-30})$$

avec  $L_X$  profondeur en  $1/e$  du champ optique,  $L_Z$  largeur en  $1/e$  du champ optique.

18. Certains auteurs [87] ont introduit un facteur  $1/2$  dans l'exponentielle décrivant le profil du champ, afin de faire correspondre exactement les dimensions en  $1/e$  de l'intensité du champ avec les paramètres modaux. Cependant ceci n'est jamais vérifié selon la profondeur, on a donc jugé ce raffinement inutile ici.





Par la suite nous verrons que nous préférons travailler avec une seule dimension, la profondeur en  $1/e$  ( $L_X$ ) et le rapport d'aspect du champ optique,  $r$  défini par :

$$r = \frac{L_Z}{L_X} \quad (\text{III.6-31})$$

Nous allons maintenant utiliser dans notre modélisation du recouvrement entre les champs optiques et électriques cette expression approchée du champ, dont nous vérifierons la validité dans le chap. IV.

#### III.6.4.2 Recouvrement au niveau des électrodes planes (accord)

Le problème d'électrostatique permettant de connaître le champ électrique créé dans le niobate de lithium par les électrodes planes, a été résolu grâce à une méthode analytique exacte, utilisant la transformation de Schwarz-Christophel.

Ce type de transformation fait partie des transformations conformes qui permettent de changer d'espace de coordonnée en conservant les angles. On peut ainsi passer d'un problème complexe d'électrodes coplanaires à un problème trivial de condensateur plan. On détermine alors la répartition spatiale du potentiel, dont on tire aisément l'expression des champs électriques. On peut voir sur la Fig. III.6-2 le synoptique de la méthode. La changement d'espace fait appel aux fonctions elliptiques complète ( $K$ ) et de Jacobi ( $\text{sn}$ ).

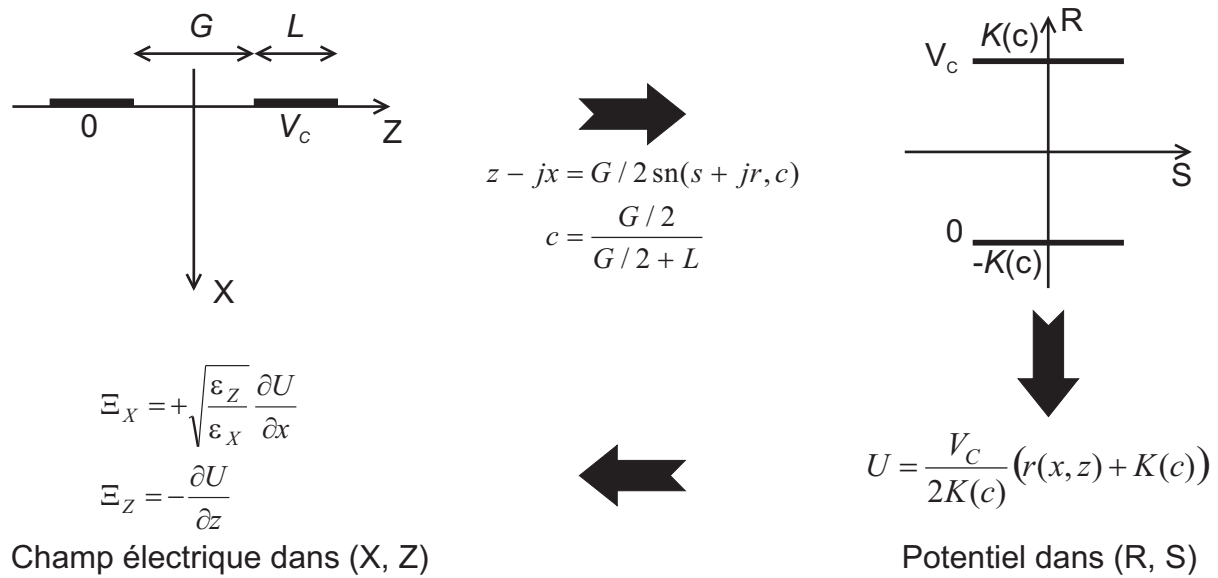


FIGURE III.6-2: Détermination par transformation conforme du champ électrique existant sous des électrodes coplanaires de largeur  $L$  et espacées de  $G$ .

On obtient ainsi l'expression de  $\Xi_Z$ , le champ électrique dirigé selon  $Z$  dans le cristal :

$$\Xi_Z(x, z) = \frac{V_C}{2K(c)} \Re \left( \frac{G/2}{\sqrt{((G/2)^2 - c^2(z - jx)^2) ((G/2)^2 - (z - jx)^2)}} \right) \quad (\text{III.6-32})$$

avec  $\Xi_Z(x, z)$  répartition du champ électrique sous les électrodes,  $V_C$  tension appliquée aux électrodes planes d'accord,  $c = \frac{G/2}{G/2+L}$  paramètre de calcul,  $G$  distance entre les électrodes et  $L$  largeur des électrodes.



Le champ créé par ces électrodes selon Z aura l'aspect de la Fig. III.6-3.

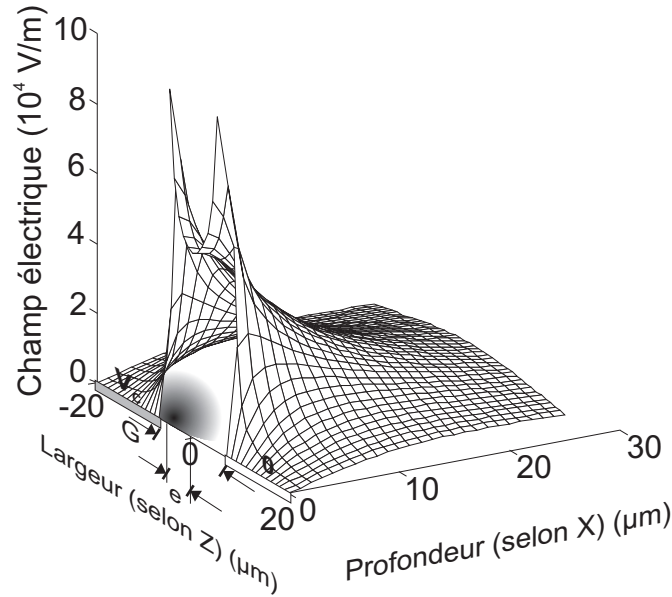


FIGURE III.6-3: Champ électrique selon Z ( $\Xi_Z$ ) sous les électrodes planes espacées de  $12 \mu\text{m}$  ( $G$ ) et larges de  $100 \mu\text{m}$  (rectangles), où  $0$  et  $V_C$  indique leur tension respective. La zone grisée au centre des électrodes schématise le champ optique et son excentrement ( $e$ ) éventuel avec le milieu de l'espace inter-électrodes (Largeur =  $0$ ).

On peut utiliser (III.6-16) afin de déterminer le recouvrement entre les champs électrique et optique en fonction de la profondeur du champ optique. En utilisant les électrodes vues ci-dessus, le champ défini dans le §III.6.4.1, l'intégration de (III.6-16) allant jusqu'à trois fois les dimensions en  $1/e$  du champ optique on obtient la Fig. III.6-4.

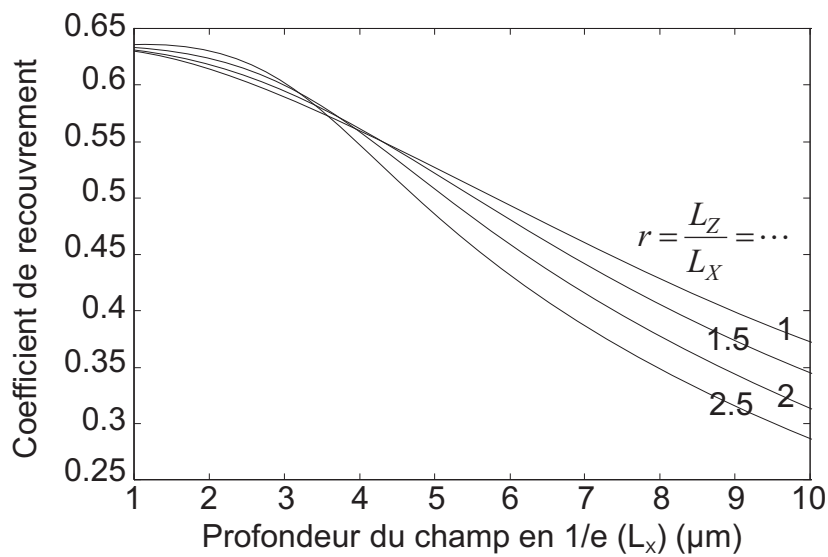


FIGURE III.6-4: Coefficient de recouvrement  $\Gamma_{Ti}$  en fonction de la profondeur du champ optique du mode  $Ti$ . Le paramètre est le rapport  $r$  entre la largeur et la profondeur de ce champ ( $G = 12 \mu\text{m}$ ,  $e = 0$ ).



Comme nous l'avons signalé plus haut, on voit que plus le champ optique est petit meilleur est le recouvrement avec le champ électrique. De la même façon, on peut étudier les variations du recouvrement lorsque le champ optique s'écarte du milieu des deux électrodes ( $e \neq 0$ ), pour un rapport  $r = 1.5$  fixé, comme le montre la Fig. III.6-5.

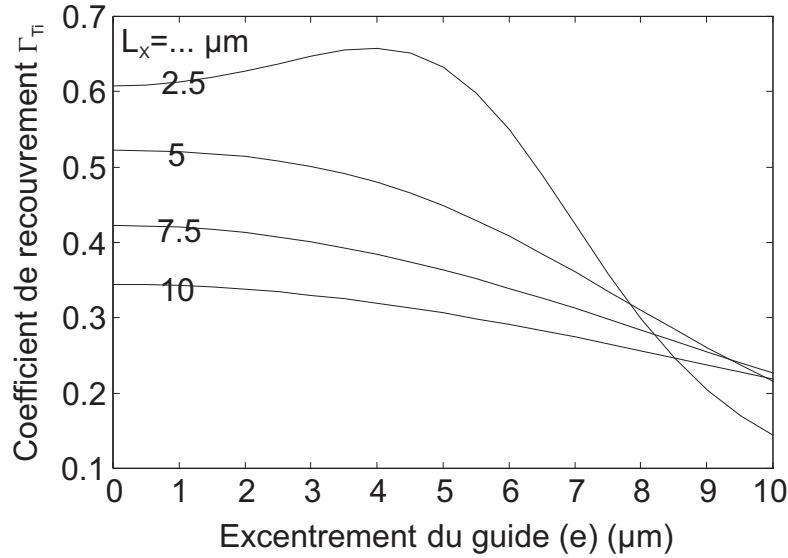


FIGURE III.6-5: Evolution du recouvrement entre les champ optique et le champ électrique parallèle à Z par rapport à l'excentrement du guide,  $e$  (Cf. Fig. III.6-7). Le paramètre est la largeur du mode ( $L_X$ ) (On a  $G = 12 \mu\text{m}$ ,  $L_Z = 1.5 L_X$ ).

Comme nous le disions ci-dessus, on voit que le guide a en général tout intérêt à être placé au milieu des deux électrodes planes. L'effet du champ électrique selon Z est alors maximal. On note cependant que pour de très petit champ optique, le recouvrement présente un maximum près du bord de l'électrode. Cette remarque est cependant de peu d'intérêt pratique, considérant le faible gain que l'on peut en attendre. Plus intéressant est de voir la relativement grande tolérance de positionnement des électrodes sans que le recouvrement ne diminue de plus de 10%. On aura donc intérêt à centrer simplement les électrodes sur le guide, minimisant par la même occasion le champ électrique selon X, et donc ses effets parasites. On a aussi essayé de voir quel pouvait être l'effet d'un rétrécissement des électrodes planes ( $L < G$ ). Certaines configurations permettent d'obtenir une amélioration effective du recouvrement, mais leur intérêt pratique semble trop incertain pour rapporter ces résultats ici, bien que cet espoir ait été la motivation de cet effort de modélisation.

On notera que ce modèle ne tient pas compte de la couche de diélectrique existant entre les électrodes et le substrat. Celle-ci diminue un peu l'intensité du champ électrique dans le cristal, et modifie la forme du champ. Elle aura tendance à diminuer le recouvrement, comme nous allons pouvoir le vérifier dans le cas des électrodes en peigne.

### III.6.4.3 Recouvrement au niveau des électrodes en peigne (conversion)

Le champ électrique dans le cristal sous les électrodes en peigne a été déterminé au moyen d'une méthode numérique connue sous le nom de "point matching method" [88]. Elle permet de connaître le champ électrique produit par des électrodes placées à



la surface d'un milieu constitué de différentes couches de diélectrique. On pourra ainsi tenir compte de l'effet de la couche de diélectrique disposée entre les électrodes et le substrat. On exprime tout d'abord le potentiel dans chacune des régions homogènes<sup>19</sup> de la structure en le développant en une série, solution de l'équation de Laplace décrivant la couche considérée. Les coefficients du développement de chaque série sont reliés entre eux, ainsi qu'au potentiel de surface induit par les électrodes, grâce aux équations déduites des conditions aux limites.

Les conditions aux limites sont alors satisfaites en surface au niveau des électrodes en  $N$  points, où  $N$  représente le rang de troncature de l'expansion en série des potentiels. On obtient alors un système linéaire de  $N$  équations à  $N$  inconnues, dont la solution est simplement obtenue en inversant la matrice ( $N \times N$ ) du système. On peut alors déterminer le champ électrique en tout point du cristal, par simple différentiation analytique des expressions du potentiel et utilisation des coefficients du développement déterminés précédemment.

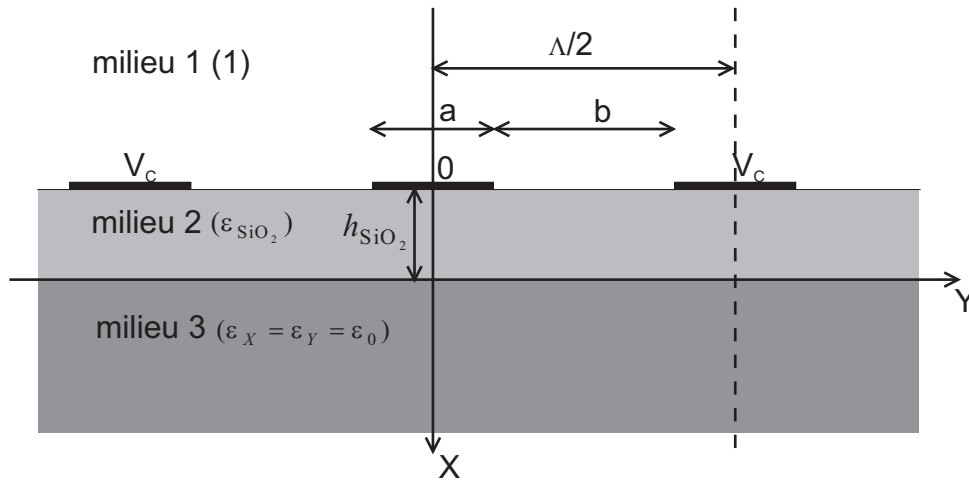


FIGURE III.6-6: Schéma de la structure étudiée,  $h_{SiO_2}$  représente l'épaisseur de la couche de  $SiO_2$  (de permittivité relative  $\epsilon_{SiO_2}$ ) déposée entre les électrodes et le substrat,  $\epsilon_o$  désigne la permittivité relative du niobate de lithium selon l'axe ordinaire (X ou Y).

Cette méthode, développée à l'origine pour des électrodes planes, est très intéressante à appliquer au cas des électrodes en peigne. D'une part, le développement en série périodique du potentiel sur la distance  $[0, \Lambda/2]$  provoque une extension automatique du système d'électrodes considéré par symétrie par rapport à l'origine et de période  $2 \cdot \Lambda/2$ . Cet effet est évidemment préjudiciable dans le cas d'électrodes planes, même si les points 0 et  $\Lambda/2$  sont éloignés de l'extrémité des électrodes [88]. Cependant dans notre cas les électrodes présentent effectivement une périodicité ( $\Lambda$ ) et le potentiel une symétrie par rapport au milieu d'une électrode. Le développement en série devient alors une approximation valable du potentiel, y compris aux extrémités du domaine. D'autre part, l'utilisation du logiciel de mathématiques MATLAB, basé sur le traitement matriciel numérique, réduit le programme résolvant ce problème à une quinzaine de lignes. Le coeur même de la résolution n'occupant que 3 lignes, le reste étant constitué par les indispensables initiali-

19. On considère ici que les modifications de la permittivité relative due à la diffusion (et a fortiori au champ électrique) sont négligeables, et que le substrat possède les caractéristiques du niobate de lithium massif.



sations des matrices. La Fig. III.6-7 représente l'aspect typique du champ existant sous les électrodes en peigne symétriques ( $a=b$ ) de période  $\Lambda = 21.4 \mu\text{m}$ , lorsque l'on a  $V_C = 1 \text{ V}$ .

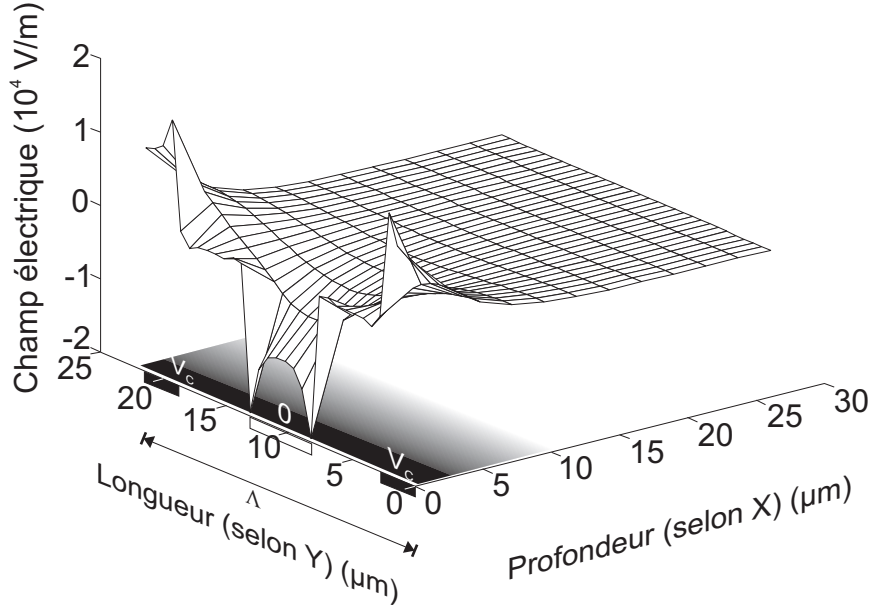


FIGURE III.6-7: Champ électrique  $\Xi_X$  créé par les électrodes en peigne dans le plan (X, Y) avec une couche de diélectrique ( $h_{SiO_2}$ ) de 150 nm. On a représenté la position des électrodes (rectangles) avec leur tension respective ( $\Lambda = 21.4 \mu\text{m}$ ), ainsi que le champ optique sous la forme d'un grisé.

Conformément à ce que nous exposons dans le §III.6.3, afin d'évaluer le coefficient de recouvrement entre le champ électrique utile et le champ optique, il nous faut en fait prendre la valeur du premier coefficient de la transformée de Fourier de l'intégrale de recouvrement entre les deux champs. Nous effectuerons ce calcul numériquement après avoir déterminé le recouvrement entre les champs optique et électrique, en effectuant l'intégration de (III.6-27) dans un domaine s'étendant à trois fois les dimensions en  $1/e$  des champs optiques.

On peut remarquer ici que les électrodes étant considérées de dimension infinie selon Z, les variations de la largeur du champ optique, n'ont aucun effet sur le recouvrement. Seul  $L_X$  est un paramètre pertinent à faire varier, alors que  $r$  n'a plus aucun effet. On peut le vérifier en comparant le profil unidimensionnel du champ optique représenté sur la Fig. III.6-7, à celui bidimensionnel de la Fig. III.6-3.

On obtient alors, pour les mêmes électrodes symétriques que précédemment, la Fig. III.6-8.

On peut remarquer sur ces courbes que la dépendance selon Y du recouvrement est quasi-sinusoïdale, mais que le coefficient de recouvrement efficace des champs est très faible ( $\approx 0.065$ ). La forme complexe du champ près de la surface n'a visiblement que peu d'influence sur l'intégrale de recouvrement. Les mêmes calcul effectués pour  $\Xi_Y$  présente une allure très semblable, simplement décalée de  $\Lambda/2$ . On peut maintenant étudier l'influence de la couche de diélectrique sur le coefficient de recouvrement efficace.

On vérifie ici que le champ optique a intérêt à se trouver le plus près possible de la surface, mais que la dépendance de la superposition avec la couche de diélectrique est indépendante de la taille du champ du mode. En effet lorsque la couche de diélectrique



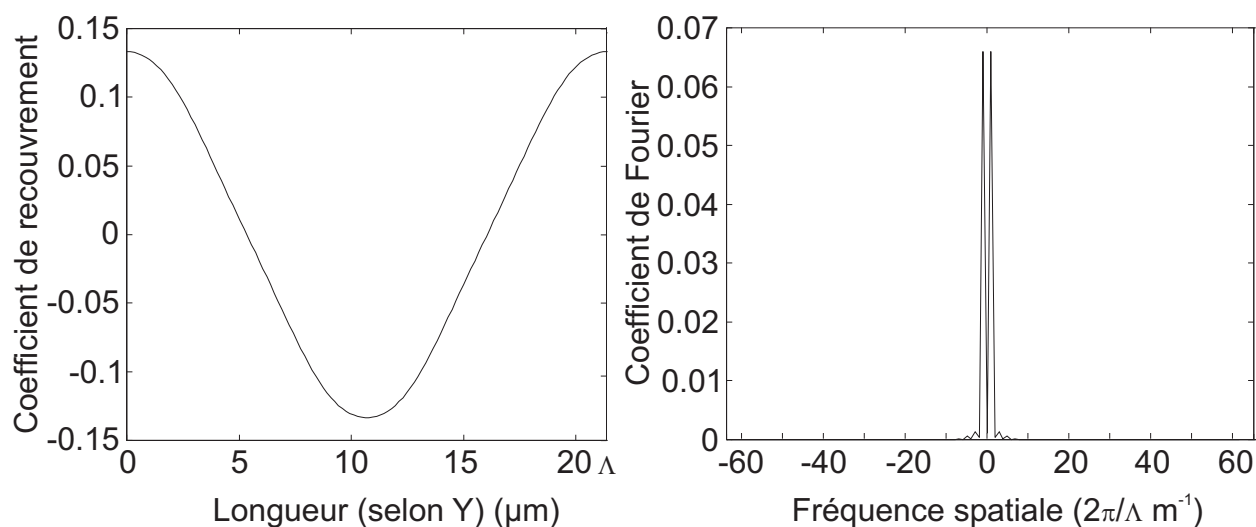


FIGURE III.6-8: Evolution du coefficient de recouvrement selon la longueur du guide, et transformation de Fourier de ce coefficient. L'épaisseur de  $\text{SiO}_2$  est de 150 nm, les électrodes sont symétriques ( $a = b$ ) et leur période est de  $\Lambda = 21.4 \mu\text{m}$ . Les champs optiques des modes TE et TM sont identiques, de dimensions en  $1/e$ ,  $L_X = 7.5 \mu\text{m}$  et  $L_Z = 11.25 \mu\text{m}$  ( $r = 1.5$ ).

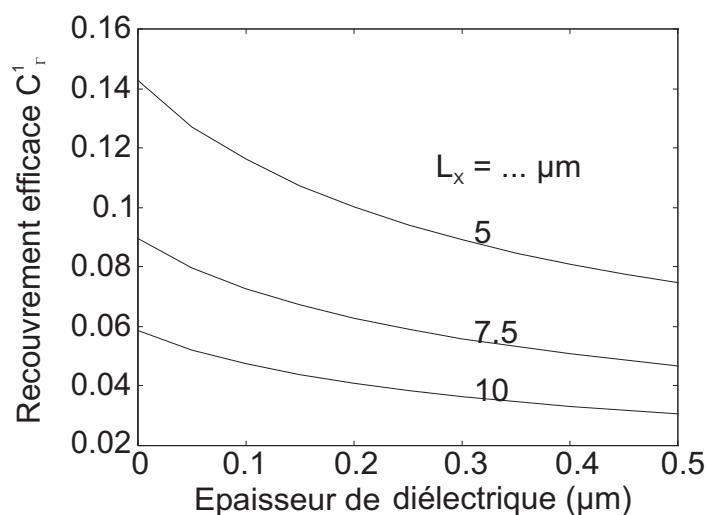


FIGURE III.6-9: Evolution du recouvrement efficace des champs électrique et optique au niveau des électrodes en peigne en fonction de l'épaisseur de la couche de diélectrique. Le paramètre est la profondeur du champ optique  $L_X$  et les électrodes sont symétriques ( $a = b$ ).



atteint  $0.5 \mu\text{m}$ , le recouvrement efficace diminue presque de moitié quelle que soit la taille du mode.

Lorsque le diélectrique a une épaisseur de  $150 \text{ nm}$ , la diminution d'efficacité est d'environ 25%. Ceci nous donne l'ordre de grandeur de l'effet du diélectrique sur le recouvrement au niveau des électrodes planes.

Le diélectrique diminue en fait simplement l'intensité du champ électrique dans le substrat. On peut aussi étudier l'effet d'une utilisation d'électrodes non symétriques ( $a \neq b$ ), pour lesquelles s'ajoute les effets de la mauvaise efficacité de la structure (i. e. l'intégrale de recouvrement assure une forme "moins sinusoïdale" et le niveau des harmoniques dans la T.F. augmente). On obtient ainsi les variations représentées sur la Fig. III.6-10.

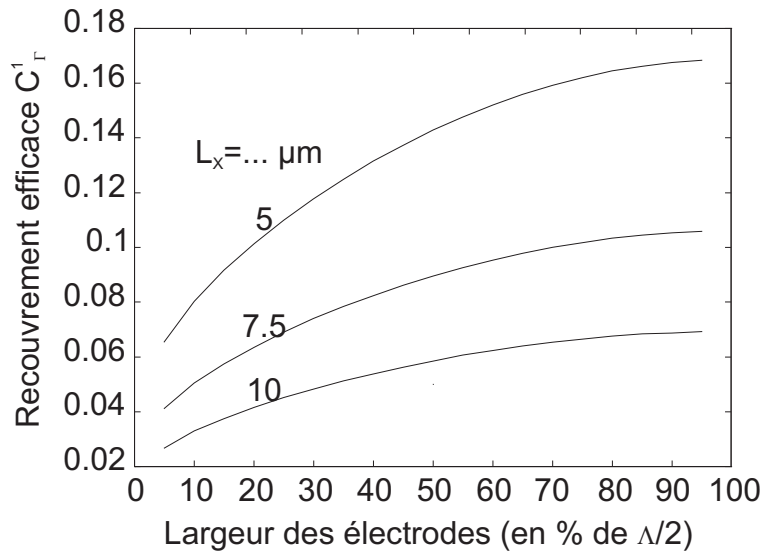


FIGURE III.6-10: Evolution du recouvrement efficace des champs électrique et optique au niveau des électrodes en peigne en fonction de la largeur "d'une dent", exprimée en pourcentage de leur demi-période ( $a \neq b$ ). Le paramètre est la profondeur du champ optique  $L_X$  ( $h_{SiO_2}=0$ ).

On voit ici que, contrairement à ce que l'on pourrait penser, ce n'est pas à 50% que l'on a le recouvrement efficace maximal. Dans ce cas les dents du peigne et l'intervalle qui les sépare ont bien même largeur, mais il est possible d'augmenter la profondeur d'action du champ électrique en diminuant cet intervalle. On améliore alors le recouvrement efficace. Il faut cependant faire attention à maintenir une distance suffisante entre les électrodes, afin de ne pas atteindre le champ disruptif dans l'air avant l'obtention de la tension pour laquelle la conversion est optimale.

On a aussi étudié l'effet d'un défaut de positionnement des électrodes. C'est-à-dire que les centres de deux électrodes consécutives n'étaient plus espacés de  $\Lambda/2$ . Le recouvrement efficace ne diminue alors que de quelques pourcents, l'effet de la périodicité de  $\Lambda$  du système d'électrodes semblant prépondérant.

Finalement, on peut remarquer que l'on a effectué tout ces calculs en supposant une taille identique pour le champ optique des modes quasi- $TE_{00}$  et quasi- $TM_{00}$ . La réalité est différente comme nous l'avons déjà remarqué dans le §III.5. Cette différence entre les profils des deux champs optiques fondamentaux se traduira par une baisse du coefficient de recouvrement et donc par une augmentation de la tension pour laquelle la conversion



est optimale. Cependant cet effet ne diminuera en rien le taux de conversion maximal théorique qui reste de 100%, ainsi que nous l'avons établi dans le chap. II.

## III.7 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de modéliser les phénomènes physiques intimes de notre dispositif. L'étude approfondie des structures d'électrode par son approche synthétique nous a permis d'amener des corrections aux études antérieures et d'entrevoir une possibilité d'optimisation au niveau de la géométrie des électrodes de conversion. Cependant, pour l'accord comme pour la conversion, le facteur prépondérant semble être la proximité du champ optique avec la surface. Toutefois, cette distance ne peut pas être aussi faible que l'on veut car il est nécessaire d'obtenir en entrée et en sortie du guide un bon couplage avec les deux fibres connectées au dispositif. On montre qu'un champ optique de profondeur  $7.5\ \mu\text{m}$  dont le rapport d'aspect est le plus proche de 1, semble un bon compromis [89].

Notre étude de la propagation s'est effectuée dans le cadre de théories existantes, auxquelles nous avons apporté quelques améliorations s'appliquant à notre problème. Nous n'avons cependant pas pu mettre en évidence d'erreur dans le modèle simplifié du chap. II, permettant de remettre en cause les résultats obtenus alors.

Nous avons toutefois constaté l'influence théorique importante des paramètres technologiques sur la différence d'indice de phase entre les deux modes fondamentaux du guide. Notre modèle, qui n'étudie que la succession de  $N$  cellules conversion-accord identiques, mais ne considère pas leur éventuelle variation, ne peut prendre en compte ce phénomène. En améliorant celui-la, nous allons montrer dans le prochain chapitre que nous pouvons expliquer les défauts de la transmittance du filtre que nous avons observés, mais dont nous n'avons jusqu'à présent pu trouver l'origine.

Cependant, avant de décrire ce nouveau modèle, nous allons caractériser en profondeur notre dispositif afin de diminuer le plus possible le nombre de paramètres libres de la modélisation et nous placer dans les meilleures conditions expérimentales possible.





## Chapitre IV

# Défauts de structure : mesure, modèle, correction

*“Sous prétexte que la perfection n’est pas de ce monde,  
ne gardez pas soigneusement tous vos défauts”  
J. Renard, Journal, 1905, 664.*

Ce chapitre est consacré à l’étude des défauts de la structure homogène que nous avons jusqu’à présent étudiée.

Nous commencerons tout d’abord par mesurer expérimentalement les grandeurs caractéristiques du composant servant de paramètres au modèle que nous avons développé. C’est ainsi que nous nous rendrons compte de l’existence de défauts d’uniformité dans le filtre dont nous n’avions pas tenu compte auparavant, que nous relierons aux paramètres du modèle et de la procédure technologique.

Nous présenterons alors un modèle numérique, extension du modèle analytique du chap. II, permettant d’étudier les effets de modifications des paramètres du modèle selon la longueur du filtre.

Puis, nous utiliserons ce modèle afin de montrer les effets d’évolutions typiques des paramètres du modèle et comparerons ces simulations avec des résultats expérimentaux. Nous aiguillerons ainsi notre réflexion afin de déterminer quelles peuvent être les causes, dans notre processus expérimental, de ces défauts.

Nous pourrions ainsi discuter des points de la procédure technologique que nous pensons être à l’origine des aléas de réalisation et donnerons à chaque fois les moyens mis en oeuvre pour essayer de les combattre. Nous présenterons alors de nouveaux filtres, en montrant que les améliorations apportées nous permettent de tendre vers les prévisions théoriques, sans toutefois les atteindre.

## IV.1 Relevé expérimental des grandeurs caractéristiques du filtre

Dans ce paragraphe nous nous intéresserons à la mesure des grandeurs physiques qui apparaissent comme paramètres dans notre modèle de filtre électro-optique accordable. Tout d'abord nous nous pencherons sur la diffusion afin de déterminer la relation existant, avec notre procédure technologique, entre la profondeur de diffusion, qui est le paramètre utilisé dans notre modèle, et le couple température-durée de diffusion, les grandeurs physiques.

Nous en profiterons pour regarder le profil en surface du cristal après diffusion et essayerons d'en tirer une hypothèse sur l'origine d'effets rapportés par ailleurs.

Ensuite nous regarderons l'évolution du champ optique en fonction des paramètres du guide permettant d'évaluer l'accord entre le champ expérimental et le modèle que nous avons utilisé. Nous pourrions alors quantifier de nouveaux paramètres du modèle qui nous renseigneraient sur le fonctionnement du filtre.

Enfin nous relèverons la différence d'indice effectif de groupe dans notre guide d'onde, et montrerons l'existence d'une variation de cette quantité le long du guide.

### IV.1.1 Diffusion dans le niobate de lithium

La diffusion dans le niobate de lithium est un phénomène complexe. On a pu montrer [90, 91] qu'elle s'effectuait en plusieurs phases, pendant lesquelles le titane déposé s'oxydait puis formait un composé complexe avec le niobate de lithium et enfin diffusait réellement dans le substrat.

Notre étude a été motivée par la constatation étonnante que les paramètres de diffusion utilisés d'habitude au laboratoire pour des cristaux de coupe Y ne donnaient pas de bons résultats avec nos cristaux de coupe X. Toutefois, nous ne voulons pas<sup>1</sup> reprendre ici une étude exhaustive, mais déterminer à peu près la relation entre les paramètres de la procédure technologique que sont durée et température de diffusion et les paramètres connexes du modèle, les profondeurs de diffusion.

Les études précédentes [78] ont établi que ces dernières dépendaient uniquement des premières par une classique loi d'Arrhénius :

$$d_{X,Z} = \sqrt{2tD_{0X,Z}e^{\frac{T_{0X,Z}}{T}}} \quad (\text{IV.1-1})$$

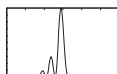
avec  $d_{X,Z}$  profondeur de diffusion selon X ou Z,  $t$  durée de diffusion,  $D_{0X,Z}$  constante de diffusion du matériau selon X ou Z,  $T_{0X,Z}$  température d'activation selon X ou Z et  $T$  température de diffusion.

On voit bien ici que n'apparaissent pas des grandeurs comme l'épaisseur de la bande de titane ou bien la longueur d'onde, mais seulement la température et la durée de diffusion ainsi que des constantes.

La seule méthode d'investigation pour étudier les profondeurs de diffusion que nous puissions utiliser est une méthode optique indirecte. Elle consiste à réaliser un guide plan

---

1. ... et ne pouvons pas. En effet, ces études nécessitent l'utilisation de dispositifs de mesure (mesure du rayonnement X réémis par un substrat excité par un faisceau d'électron à haute énergie (EDS) pour étudier la concentration locale de titane, par exemple) indisponible au laboratoire... et beaucoup de temps !



dans un cristal de niobate de lithium de coupe X, avec les paramètres de fabrication souhaités. On mesure alors par la méthode du couplage par prisme les indices effectifs des modes se propageant dans le guide (méthode des m-lines) [92], puis au moyen d'un algorithme déduit de la méthode WKB on restitue le profil d'indice selon X du guide plan pour les deux polarisations possibles de la lumière [93]. On utilise ici la méthode appelée WKB inverse.

Celle-ci utilise en fait l'équation de résonance transverse (III.4-2) appliquée au mode<sup>2</sup> d'ordre  $m_0$ . En effet, comme on l'avait déjà remarqué, l'indice effectif du mode  $m_0$  n'est autre que l'indice de réfraction du guide à la profondeur  $x_{tm0}$ , abscisse du point tournant du mode. Il suffit donc de relever les indices effectifs du plus grand nombre possible de modes, de déterminer la profondeur de leur point tournant et l'on aura ainsi un ensemble discret de points appartenant au profil d'indice du guide. De leur nombre dépendra la fidélité de reconstitution du profil.

L'équation de résonance transverse contient une intégration selon la profondeur du guide dont les bornes sont zéro et abscisse  $x_{tm0}$  du point tournant du mode  $m_0$ . On réécrit alors cette intégrale comme une somme d'intégrales, dont les bornes sont les abscisses des points tournant de tout les modes de rang inférieur à  $m_0$  jusqu'au mode fondamental. On suppose ensuite que la variation d'indice entre les abscisses des points tournants de deux modes consécutifs est linéaire, afin de calculer simplement les intégrales apparaissant dans la somme. On obtient alors une relation permettant de connaître la profondeur  $x_{tm0}$  du point tournant du mode  $m_0$ , en fonction de l'indice effectif du mode  $m_0$ , de l'indice effectif des modes d'ordre inférieur à  $m_0$  et des abscisses  $x_{t(m0-1)}$  à  $x_{t0}$  de leur point tournant.

On doit donc procéder de proche en proche, en commençant par le mode fondamental jusqu'au mode de rang maximal supporté par le guide plan. Toutefois, pour calculer la profondeur du point tournant du mode fondamental il nous faut connaître l'indice de surface du guide plan. Cette donnée est délicate à obtenir et l'on préfère utiliser une technique d'optimisation avec un critère sur la forme du profil restitué afin de s'affranchir de sa mesure. La méthode développée à l'origine par White et al. utilisait ici un critère, un peu arbitraire, de profil "le plus régulier" (i. e. dont la somme du carré des pentes entre deux points tournant consécutifs est minimale). Ils montraient qu'ils obtenaient de bons résultats lorsque le guide supportait un nombre important de modes. Pour notre part les profondeurs de diffusion que nous utilisons sont assez faibles et même en se plaçant à une longueur d'onde de 0.6382  $\mu\text{m}$  nous n'observons en général que trois à cinq modes. Nous avons donc préféré utiliser un critère différent, de profil "le plus gaussien". En effet, de nombreux auteurs ont montré [58, 78], que pour des guides diffusés dans le niobate de lithium, comme le prévoit la théorie, les profils de concentration de titane et d'indice assumaient une dépendance gaussienne avec la profondeur, dès que la durée de diffusion était suffisamment longue.

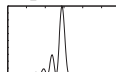
Nous avons donc choisi de prendre l'indice de surface qui permettait d'obtenir le profil d'indice le plus gaussien au sens des moindres carrés. On obtient alors directement un profil qui a la forme suivante :

$$n_{o,e}(x) = n_{so,se} + e^{-\left(\frac{x}{x_{o,e}}\right)^2} \quad (\text{IV.1-2})$$

avec  $n_{o,e}(x)$  profil d'indice selon X pour une onde polarisée parallèlement aux axes or-

---

2. On considère ici un guide plan, l'équation de résonance n'est donc appliquée que selon une seule dimension et les modes TE et TM ne possèdent qu'un seul indice TE<sub>1</sub> ou TM<sub>0</sub> par exemple.



dinaire ou extraordinaire,  $n_{so,se}$  indice du substrat pour une onde ordinaire ou extraordinaire,  $dn_{o,e}$  différence d'indice maximale entre le substrat et la surface pour une onde ordinaire ou extraordinaire et  $x_{o,e}$  profondeur en  $1/e$  du profil d'indice selon X pour une onde ordinaire ou extraordinaire.

On a vérifié, dans le cas d'un profil d'indice théorique de forme gaussienne, que le profil retrouvé par notre méthode était plus proche de l'original que celui reconstitué avec le critère d'origine<sup>3</sup>. Pour un guide plan formé par diffusion de 80 nm de titane pendant 8 heures à 1020 °C (guide 1) et par diffusion de 90 nm de titane pendant 9 heures à 1025 °C (guide 2), on obtient typiquement le profil de la Fig. IV.1-1, pour une onde polarisée selon l'axe extraordinaire (Z).

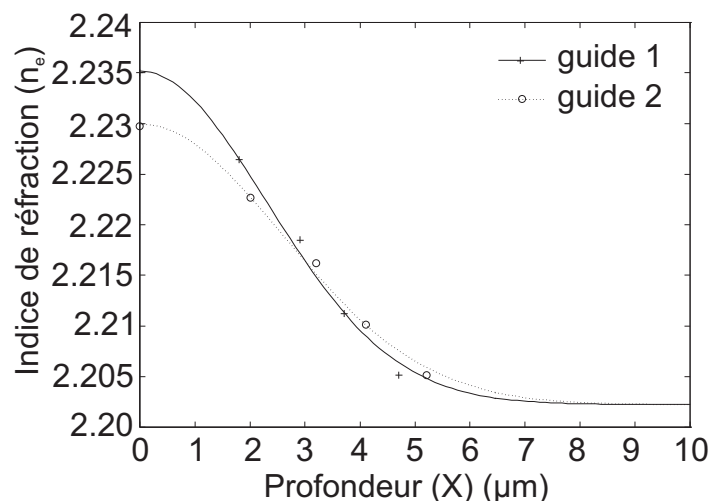
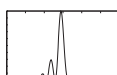


FIGURE IV.1-1: Profil d'indice extraordinaire reconstitué par la méthode des rayons inverse, pour deux guides typiques (les points et les croix figurent les indices effectifs des modes du guide, les traits l'approximation gaussienne optimale permettant de connaître l'indice de surface).

Les différences observables de l'indice en surface sont bien sûr liées à l'épaisseur de titane et aux conditions de diffusion différentes. On détermine ensuite la profondeur de diffusion d'après sa correspondance théorique avec les profondeurs en  $1/e$  des profils d'indice (cf. (III.4-9)-(III.4-10)). On remarque que cette profondeur de diffusion est différente si l'on utilise le profil d'indice de l'onde polarisée selon l'axe extraordinaire (Z) ou ordinaire (X). La profondeur de diffusion calculée est, dans le second cas, plus importante d'environ 20%. Aucune explication physique satisfaisante n'a pu être trouvée, excepté que le modèle faisant correspondre profil de diffusion et profil d'indice ne doit, dans notre cas (effet de la coupe X?) pas être adéquat. Nous avons cependant privilégié les profils obtenus pour une onde polarisée selon l'axe extraordinaire, car nous obtenions alors au moins quatre modes supportés par le guide plan, au lieu de trois au maximum pour l'onde polarisée selon l'axe ordinaire. Le profil d'indice restitué approche alors sans doute mieux le profil réel, et par exemple pour les deux guides plans ci-dessus, nous avons obtenus les résultats du tableau Fig. IV.1-1 :

3. Il faut bien voir que le profil retrouvé est différent de celui que l'on aurait obtenu en approximant par une gaussienne celui restitué par la méthode d'origine. Ici, l'approximation gaussienne fait partie intégrante de la méthode et détermine l'indice de surface, elle n'est pas simplement appliquée ultérieurement au calcul WKB inverse.



#	Durée de diffusion (h)	Température de diffusion (°C)	Profondeur ord. (μm)	profil d'indice extraord. (μm)	Profondeur de diffusion (μm)
1	8	1020	3.2	3.27	3.58
2	9	1025	3.8	3.65	4.00

TABLE IV.1-1: Profondeur en 1/e du profil d'indice extraordinaire et profondeur de diffusion selon X ( $d_X$ ) pour deux guides typiques.

Afin de déterminer les constantes  $D_{0X}$  et  $T_{0X}$  on a diffusé des guides plans dans des cristaux de coupe X à différentes températures, puis on a calculé les profondeurs de profil d'indice pour des ondes polarisées parallèlement ou orthogonalement à l'axe optique du cristal (Z) d'après les valeurs des indices effectifs des modes guidés à 0.6328 μm. On trouve ainsi :

$$\begin{aligned} D_{0X} &= 4.34 \cdot 10^{11} \text{ μm}^2/\text{h} \\ T_{0X} &= 34935 \text{ K} \end{aligned} \quad (\text{IV.1-3})$$

Ce résultat est comparable à ce que l'on trouve dans la littérature [78] pour la température d'activation (habituellement donnée en énergie d'activation soit ici 3 eV à comparer au 2.7 eV pour une coupe Z et au 2.4 eV pour une coupe Y de la littérature), mais la constante de diffusion est elle beaucoup plus forte que pour une coupe Y. Il faut cependant relativiser la portée de ces mesures, qui n'ont pu être menées dans une gamme de température, de durée et sur un nombre d'échantillons assez important pour que des effets statistiques puissent se dégager.

Ils permettent juste de pointer le fait que la diffusion dans un cristal de coupe X est peut-être différente de celle obtenue dans un cristal de coupe Y, largement étudiée dans la littérature, à la différence de la première dont nous n'avons pu trouver aucune trace.

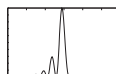
Les auteurs qui ont étudié la diffusion se sont aperçus que selon Z, la constante de diffusion était environ 20% plus importante que selon l'axe Y. Nous avons nous aussi choisi d'utiliser un facteur 1.2 entre les constantes de diffusion selon les axes X et Z.

Nous pouvons ainsi obtenir  $d_X$  et  $d_Z$ , deux paramètres indispensables de notre modèle si l'on désire le relier aux grandeurs accessibles à l'expérimentateur.

Lors de l'étude de la diffusion nous avons voulu regarder si la vitesse de diffusion en surface était plus importante qu'en profondeur. Nous avons pour cela regarder la topologie de surface d'un cristal de coupe X dans lequel on avait diffusé un ruban de titane. Alors, à l'aide d'un profilomètre optique conçu dans notre laboratoire, il a été possible d'observer une bosse au niveau du guide. Ce phénomène a sûrement déjà été observé mais dont nous n'avons pu en trouver la trace dans les textes classiques sur la diffusion du niobate de lithium.

On obtient ainsi pour un guide ruban de largeur 8 μm diffusé dans les conditions de type 1, la Fig. IV.1-2 :

On observe un gonflement du cristal (dépassant même l'épaisseur initiale de titane à cet endroit), ainsi qu'une contraction au niveau de la base du guide. De plus le profil semble présenter un épaulement près du maximum de déformation. La zone affectée par ces déformations de surface fait près de 30 μm de large, soit beaucoup plus que la largeur initiale de la bande de titane.



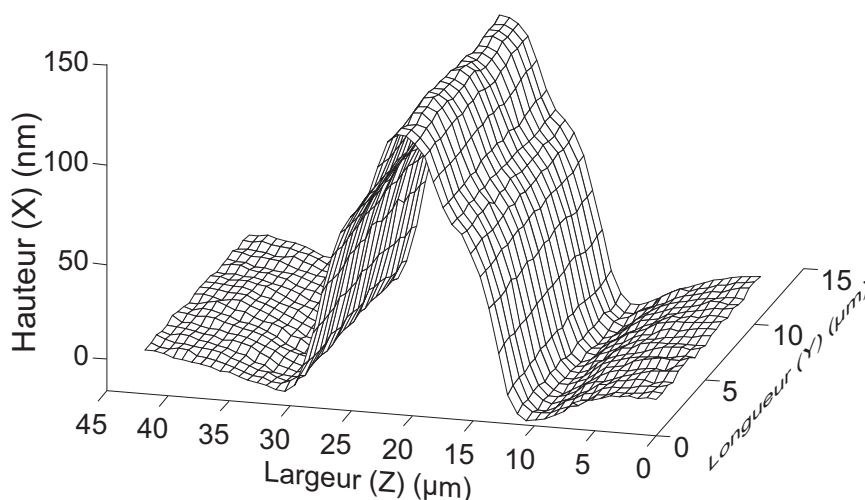


FIGURE IV.1-2: Profil de surface au niveau d'une bande de titane de 80 nm d'épaisseur et de 8  $\mu\text{m}$  de large diffusée pendant 8 heures à 1020  $^{\circ}\text{C}$ .

La variation d'indice dans le niobate de lithium semble être principalement due à l'effet photoélastique causé par des contraintes de la maille cristalline lors de la diffusion du titane [94]. On peut alors chercher à relier les déformations de surface au profil transverse d'indice dans le cristal. Mais cet essai se révéla vain, et nous n'avons pu trouver une relation simple entre profil du gonflement et profil d'indice (qui en théorie assume la forme d'une somme de fonctions erreur (cf. III.4-11))<sup>4</sup>.

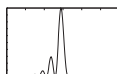
Il semble cependant que la hauteur maximale atteinte par le gonflement soit directement liée à la concentration de surface du titane dans le cristal, ainsi que différents essais de diffusion sous des conditions diverses nous l'ont laissé voir.

Cette constatation nous permet d'esquisser une explication à la curieuse dépendance de la variation d'indice avec la concentration de surface qui apparaît dans le modèle de diffusion que nous utilisons. En effet Fouchet et al. ont relevé que la variation d'indice induite dans le cristal ne dépendait pas seulement de la concentration locale de titane mais aussi de la concentration de surface [78].

On peut en effet penser que la déformation de surface induit une contrainte supplémentaire dans le cristal, qui modifie la contrainte locale que l'on peut déterminer en ne considérant que la concentration locale de titane. Alors, on comprend pourquoi la concentration de titane en surface (i. e. la déformation de surface) est reliée à la variation locale d'indice dans le cristal, ainsi que l'expérience l'avait montré.

Après avoir étudié en détail les conditions de diffusion dans notre cristal, nous allons nous attacher à une autre grandeur importante du modèle, la taille et l'aspect des champs optiques.

4. On doit avoir ici un effet de 'toile de tente'. La déformation propre induite par les atomes de titane diffusés dans le cristal est masquée par un effet de surface, de la même façon qu'il est difficile de connaître la forme d'un piquet de tente en observant le profil de la toile. Seule l'amplitude maximale (i. e. la hauteur du piquet) peut apporter une information sur la concentration de surface.



### IV.1.2 Champ optique dans un guide diffusé

Lors de la modélisation, plutôt que de tirer une incertaine relation entre les paramètres de la propagation et les tailles du champ optique, nous avons préféré nous baser sur un modèle semi-empirique. Cependant, il est nécessaire de lui fournir des paramètres modaux,  $A_{XTi}$  et  $A_{ZTi}$ , que l'on a heureusement reliés aux dimensions en  $1/e$  de l'intensité du champ optique grâce à (III.6-30). Ces dernières peuvent être relevées expérimentalement à l'aide d'une caméra à tube Vidicon placée à l'extrémité du banc de mesure de la Fig. II.3-11, à la place de la fibre allant vers l'analyseur de spectre optique. La caméra est reliée à un système d'acquisition d'image et à un oscilloscope. On détermine l'échelle de l'image en relevant la distance entre deux guides consécutifs, qui est fixée à 200  $\mu\text{m}$  lors de l'étape de réalisation du masque des guides. La Fig. IV.1-3 présente, pour un guide de largeur 8  $\mu\text{m}$ , d'épaisseur de titane de 80 nm et diffusé dans les conditions du type 1, le profil expérimental et son approximation par (III.6-29) au sens des moindres carrés.

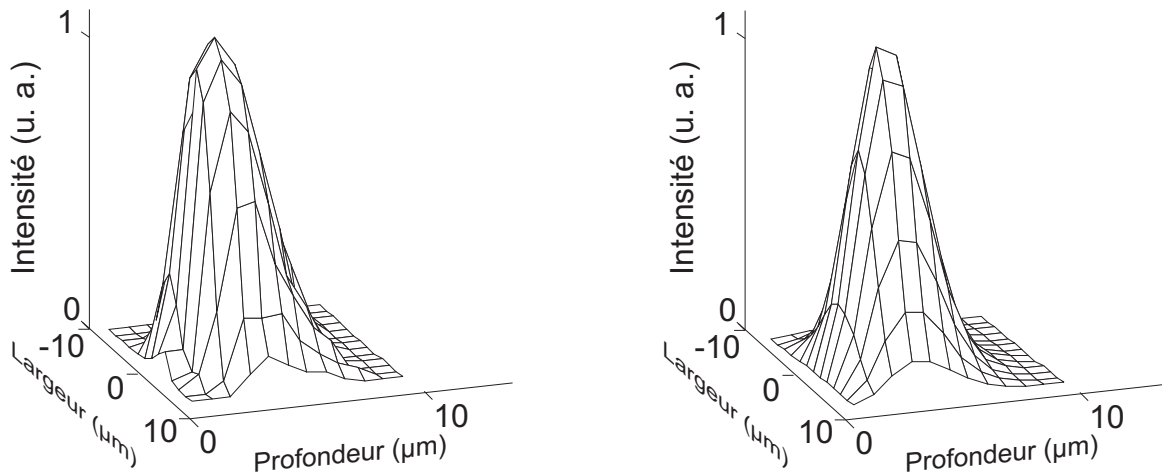
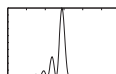


FIGURE IV.1-3: (à gauche) Profil expérimental d'intensité du mode quasi-TE d'un guide obtenu par diffusion à 1020°C pendant 8 heures d'une bande de titane de largeur 8  $\mu\text{m}$  et d'épaisseur 80 nm ; (à droite) approximation du profil par (III.6-28) au sens des moindres carrés.

Comme on peut le voir l'approximation au sens des moindres carrés semble surtout valable pour le profil selon la largeur (gaussien) mais paraît beaucoup moins pertinente selon la profondeur. L'énergie est plus près de la surface que le modèle ne permet de l'obtenir. On remarquera cependant que le profil expérimental n'a pas été déconvolué avec la réponse impulsionnelle du système d'imagerie, et doit donc être en réalité un peu plus 'fin' qu'il n'y paraît ici (le fort grossissement est obtenu ici au moyen d'un objectif de microscope  $\times 20$  d'ouverture numérique 0.5, possédant donc une très faible profondeur de champ, rendant difficile la mise au point).

L'observation du champ optique permet aussi de vérifier une des hypothèses fondamentales de notre modèle de propagation, à savoir la condition de séparabilité de l'expression du champ optique (cf. (III.3-5)-(III.3-6)). On a ainsi relevé les dimensions à mi-hauteur du champ optique pour les deux modes fondamentaux du précédent guide de largeur 8  $\mu\text{m}$ , que l'on a représentées sur la Fig. IV.1-4.

Si le champ était réellement séparable les dimensions ne devraient pas varier selon l'abscisse transverse. On mesure donc ici la validité de cette approximation qui est





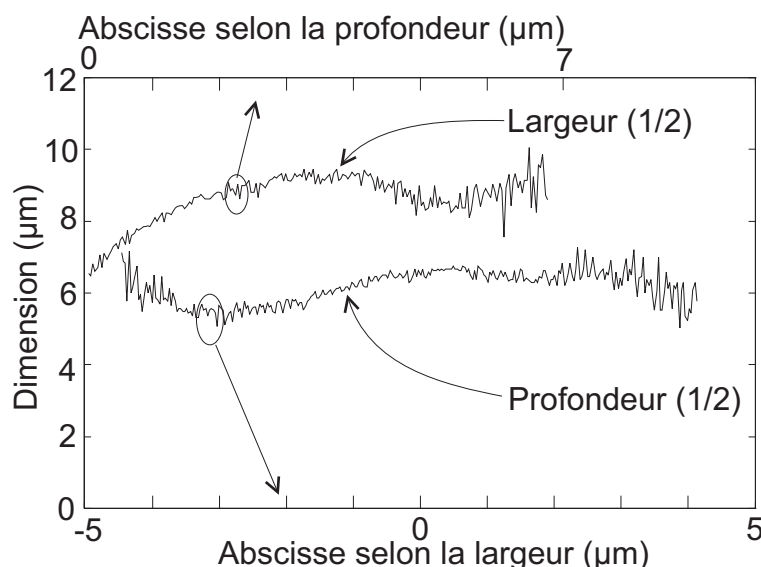


FIGURE IV.1-4: Largeur (en haut) et profondeur (en bas) à mi-hauteur de l'intensité du champ optique du mode TE en sortie du guide 1 de largeur 8  $\mu\text{m}$ , pour différentes abscisses selon la direction transverse.

meilleure pour le champ selon la profondeur (variations  $< 20\%$ ) que pour le champ selon la largeur (variations  $\approx 35\%$ ). On remarque dans ce deuxième cas que l'erreur est particulièrement importante près de la surface, montrant ici encore que cette partie du champ est mal prise en compte par le modèle que nous avons décrit dans ce mémoire.

Les écarts réels doivent cependant être inférieurs, car les effets d'une inclinaison de la caméra par rapport au champ optique incident n'ont pas été pris en compte ici. L'effet d'anamorphose résultant conduirait à une erreur plus importante dans les zones où le champ varie brutalement (soit près de la surface).

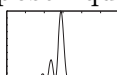
Finalement, afin d'étayer le choix des caractéristiques de notre guide nous avons relevé les dimensions de l'intensité du champ optique pour des guides de différentes largeurs, diffusés dans les mêmes conditions.

La Fig. IV.1-5 montre l'évolution de ces grandeurs pour des guides diffusés à 1020°C pendant 8 heures (type 1), dont la largeur de ruban de titane avant diffusion varie entre 4  $\mu\text{m}$  et 8  $\mu\text{m}$ , l'épaisseur étant maintenue à 80 nm. On représente ici les dimensions latérales d'une coupe passant par le maximum d'intensité.

Comme on peut le voir le confinement du mode augmente avec la largeur du guide, ainsi que les Fig. III.5-1 et Fig. III.5-2 le prévoyaient. Autour de 8  $\mu\text{m}$  la diminution des dimensions montre une saturation, et c'est avec un tel guide que nous avons choisi de travailler.

Afin de vérifier que ce guide était bien optimal, c'est-à-dire que ses caractéristiques autorisaient presque l'existence du mode quasi-TE<sub>01</sub>, nous avons fait varier l'épaisseur de la bande de titane en conservant sa largeur de 8  $\mu\text{m}$ , puis effectué une diffusion dans les mêmes conditions.

Lorsque l'épaisseur de titane était de 87 nm (soit 10% de plus que l'épaisseur originale), le guide présentait un caractère bi-mode TE évident. Avec une épaisseur de 83.5 nm (soit 3.5 nm de plus que pour le guide original), le guide était monomode en sortie, mais présentait un comportement étrange laissant supposer qu'il était presque bi-mode (i. e. dans les





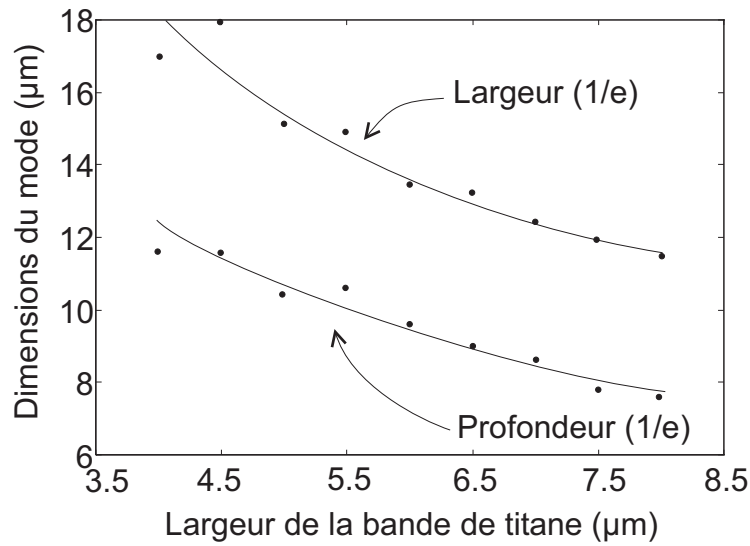


FIGURE IV.1-5: Largeur (en haut) et profondeur (en bas) en 1/e de l'intensité du champ optique du mode quasi-TE<sub>00</sub> en fonction de la largeur de la bande de titane avant diffusion (épaisseur 80 nm).

	Profondeur (selon X) (μm)	Largeur (selon Z) (μm)
Mode TE	7.6	11.2
Mode TM	8.4	12.8

TABLE IV.1-2: Profondeur et largeur des modes fondamentaux quasi-TE et quasi-TM d'un guide formé par une bande de titane d'épaisseur 80 nm et de largeur 8 μm, diffusé pendant 8 heures à 1020°C ( $\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}$ ).

zones les plus larges du guide, comme à l'entrée par exemple).

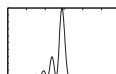
Il semble donc qu'avec une épaisseur de titane de 80 nm, une largeur de bande de titane de 8 μm et une diffusion de 8 heures à 1020°C, on se place très près de la coupure du mode quasi-TE<sub>01</sub>, assurant ainsi un confinement optimal de l'énergie du mode fondamental, ainsi que nous l'avions prévu sur la Fig. III.5-1 et confirmé avec la Fig. IV.1-5.

Les dimensions latérales en 1/e des modes quasi-TE et quasi-TM pour un tel guide sont données dans le tableau Tab. IV.1-2.

Nous venons de déterminer quatre nouveaux paramètres importants de notre modèle de filtre. On remarque que les champs des deux modes n'ont pas les mêmes dimensions, ainsi que nous l'avions relevé dans le §III.5. Cet effet diminuera le coefficient de recouvrement apparaissant dans les équations de couplage, car elles contiennent implicitement un coefficient de recouvrement entre ces deux champs.

De plus, les mesures effectuées nous permettront lorsque nous voudrons connaître le recouvrement des champs optiques avec le champ électrique, d'utiliser le profil expérimental de l'intensité du champ dans le guide pour les deux modes, plutôt que le modèle hermite-gaussien qui semble assez approximatif. On a ainsi calculer les coefficients de recouvrement correspondant à l'accord, selon ces deux méthodes, dans le tableau Tab. IV.1-3 :

Le coefficient de recouvrement efficace  $C_F^1$ , utilisé pour décrire le fonctionnement des électrodes de conversion, est fortement dépendant de la symétrie des électrodes de conversion. Or leur observation avec un microscope à fort grossissement montre que ce



	Champ optique exp.	Champ optique approché
$\Gamma_{TE}$	0.42	0.42
$\Gamma_{TM}$	0.40	0.39

TABLE IV.1-3: Coefficients de recouvrement apparaissant dans (III.6-16) et (III.6-24) obtenus pour le champ optique du guide ci-dessus. On a utilisé le champ optique expérimental et son approximation par (III.6-28).

n'est pas toujours le cas, tout particulièrement lorsque leur gravure a été réalisée par bain chimique. Il y a alors un rétrécissement assez net de la partie métallique, ainsi qu'on peut l'observer sur cette image des électrodes prise à l'aide d'un microscope électronique à balayage.

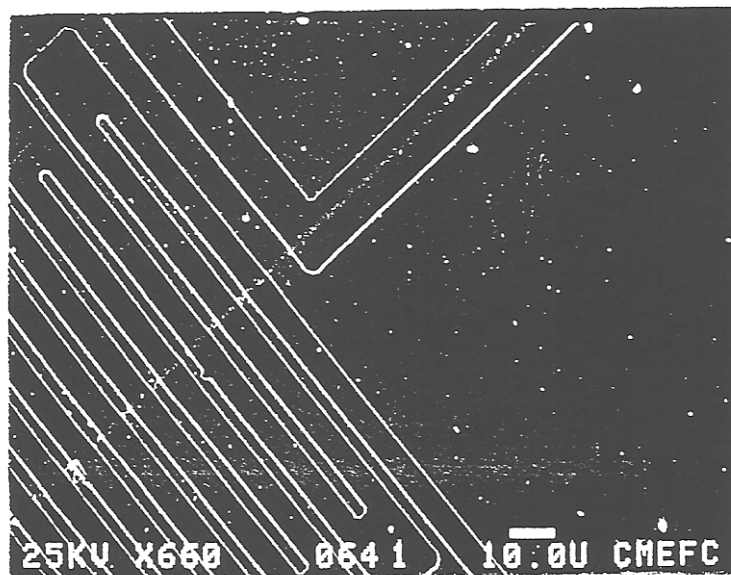


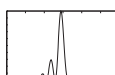
FIGURE IV.1-6: Vue au M.E.B. des électrodes de conversion et d'accord.

On peut voir sur cette photo que la gravure réduit la partie métallisée des électrodes à 40% de la demi-période  $\Lambda$ . On vérifie aussi que l'espace entre les électrodes d'accord est bien d'environ 12  $\mu\text{m}$ . On peut alors déterminer le coefficient de recouvrement efficace des sections de conversion.

	Champ optique approché
$C_{\Gamma_{TE}}^1$	0.058

TABLE IV.1-4: Coefficient de recouvrement apparaissant dans (III.6-24) obtenus pour le champ optique du guide ci-dessus, approximé par (III.6-28).

Il reste encore deux paramètres méritant une étude approfondie, parce qu'ils conditionnent la réponse de tout le filtre, il s'agit des différences d'indice effectif de phase et de groupe.



### IV.1.3 Différence d'indice de groupe - différence d'indice de phase

L'existence de ce paragraphe est motivée par la volonté de déterminer théoriquement la période des électrodes en peigne afin d'avoir une possibilité coercitive de modification de la longueur d'onde centrale de fonctionnement du filtre. Comme nous l'avons vu dans le chap. II, cette période est directement reliée à la différence d'indice effectif de phase des deux modes supportés par le guide par la relation d'accord de phase de Bragg, que nous rappelons ici par commodité :

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{\Delta n_{\text{ph}}} \quad (\text{IV.1-4})$$

Afin de connaître la période des électrodes avec une précision relative de 0.5%<sup>5</sup>, il nous faut mesurer avec une précision relative encore meilleure la différence d'indice effectif de phase, soit, par exemple, 0.1%. Nous allons tout d'abord nous attacher à mesurer la différence d'indice effectif de groupe entre les deux modes se propageant dans la structure. Nous montrerons qu'il est en effet délicat de mesurer directement la différence d'indice effectif de phase dans un guide. Nous verrons alors que la précision de la mesure n'est pas très grande et présenterons une nouvelle méthode permettant de mesurer la différence d'indice effectif dans notre guide. Ensuite, en utilisant cette dernière méthode, nous montrerons l'existence d'une variation de la différence d'indice effectif de phase selon la longueur du guide. Enfin, nous discuterons de l'origine probable de cette variation en utilisant le modèle de propagation défini dans le chap. III, et déterminerons ainsi la dispersion des paramètres de fabrication à même de produire un tel effet.

#### IV.1.3.1 De la mesure de différences d'indice

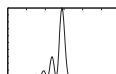
La différence entre deux indices de phase se mesure habituellement en relevant, dans une première phase, chacun des indices à une longueur d'onde précise (raie laser ou spectrale, par exemple) au moyen des techniques classiques de mesure de déviation minimale ou autres, qui font appel aux propriétés de réfraction du matériau testé. Dans une seconde phase on fait la différence entre les deux indices ainsi obtenus.

Toutefois, ce principe n'est applicable qu'aux seuls matériaux massifs, notre désir étant de connaître l'indice effectif de phase des modes du guide, nous devons laisser la lumière se propager dans le guide et mesurer, d'une façon ou d'une autre, la différence de temps de propagation de la phase des deux modes dans le guide. Connaissant sa longueur, nous remonterons aisément à la différence d'indice effectif du guide.

La mesure directe de la différence de temps de vol d'une impulsion monochromatique dans le guide à l'aide d'un laser impulsionnel et d'un interféromètre de Michelson en sortie (afin de réaliser l'autocorrélation des signaux et d'obtenir ainsi leur retard), nécessiterait des impulsion de l'ordre de 100 fs<sup>6</sup> pour atteindre la précision désirée de 10<sup>-3</sup>. Cette mesure fournirait une valeur du retard de propagation de l'énergie entre les deux modes.

5. Le masqueur a une précision de 0.1  $\mu\text{m}$ , soit compte tenu de la valeur moyenne de la période des électrodes ( $\approx 21 \mu\text{m}$ ), une précision relative d'environ 0.5%. Or on a  $d\Lambda/\Lambda > d\Delta n_{\text{ph}}/n_{\text{ph}}$  donc il faut bien que l'erreur relative sur  $n_{\text{ph}}$  soit plus faible que 0.5%.

6. En effet pour un cristal de 50 mm la différence d'indice nous fait attendre une différence de temps de vol d'environ 13 ps entre les deux modes, afin de mesurer ce retard avec une précision de 10<sup>-3</sup> il suffit que l'impulsion ait une durée environ 100 fois plus courte (il faut alors pouvoir repérer la position au 10<sup>ème</sup> de la durée de l'impulsion) soit environ 100 fs!



On peut aussi utiliser non pas les propriétés de cohérence spatiale du rayonnement, mais ses propriétés de cohérence temporelle, et réaliser la même manipulation avec une source à spectre large, ayant une cohérence temporelle de l'ordre de 30  $\mu\text{m}$ .

Cependant si la propagation est indépendante du temps (i. e. phénomène ergodique), elle dépend fortement de la longueur d'onde du rayonnement. Nous n'aurons ainsi plus accès à la vitesse de propagation d'un rayonnement monochromatique, mais d'un continuum de longueur d'onde. Ce sera en fait la différence d'indice effectif de groupe, et non de phase, que nous mesurerons.

De même, au lieu d'utiliser un interféromètre de Michelson on peut effectuer une mesure spectrale et mesurer le retard entre les deux modes en observant le spectre cannelé obtenu par recombinaison des deux ondes. La mesure de l'interfrange permettra, une fois encore, de remonter à la différence d'indice de groupe<sup>7</sup>, mais avec l'avantage de pouvoir choisir le domaine spectral où s'effectue la mesure.

Si l'on dispose d'une source à spectre large, donc à faible longueur de cohérence, il faut utiliser un analyseur de spectre pour faire interférer les deux ondes, et observer effectivement le spectre cannelé. Une alternative consiste à utiliser une source laser accordable et à observer l'intensité en sortie du guide en fonction de la longueur d'onde.

La période des cannelures (i. e. l'interfrange) est reliée à la différence d'indice de groupe par la relation (IV.1-5), en différentiant la condition régissant l'existence d'un maximum d'intensité. Celle-ci est obtenue en disant qu'alors les deux ondes déphasées par la propagation sur la distance  $L$ , interfèrent de façon constructive, c'est-à-dire qu'elles auront un déphasage multiple entier de  $2\pi$ , soit :

$$\frac{L\Delta n_{\text{ph}}}{\lambda}2\pi = k2\pi \Rightarrow dk = -\frac{L}{\lambda^2} \left( \Delta n_{\text{ph}} - \lambda \frac{\partial \Delta n_{\text{ph}}}{\partial \lambda} \right) d\lambda \quad (\text{IV.1-5})$$

$$\Delta n_{\text{gr}}(\lambda_0) = \frac{\lambda_0^2}{L\Delta_k \lambda} \Delta k$$

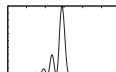
avec  $L$  longueur du guide d'onde,  $\Delta n_{\text{ph}}$  différence d'indice effectif de phase,  $\Delta n_{\text{gr}}(\lambda_0) = \Delta n_{\text{ph}} - \lambda_0 \left( \frac{\partial \Delta n_{\text{ph}}}{\partial \lambda} \right)_{\lambda_0}$  différence d'indice effectif de groupe à  $\lambda_0$ ,  $\Delta_k \lambda$  écart spectral compris entre  $k$  franges autour de  $\lambda_0$ ,  $\Delta k$  nombre de franges comptées autour de  $\lambda_0$ .

L'interfrange est obtenu lorsque  $\Delta k = 1$ , mais pour augmenter la précision (en supposant une faible variation de la différence d'indice de groupe sur l'intervalle de mesure) on relève l'intervalle spectral séparant plusieurs franges (en général de 8 à 10).

Ce sont donc les deux dernières méthodes que nous avons utilisées pour leur simplicité, bien que nous ayons aussi utilisé parfois l'interféromètre de Michelson. La première méthode, permettant de mesurer la différence de vitesse de l'énergie, n'a pu être mise en oeuvre, en raison de l'absence de source femtoseconde autour de 1.5  $\mu\text{m}$ .

Le dispositif de mesure utilisé est tout simplement celui de la Fig. II.3-6, où l'on a placé polariseur et analyseur à 45° des axes du cristal, lors de l'utilisation de la source large, et remplacé l'analyseur de spectre par un détecteur lorsque l'on utilisait une source laser accordable.

7. Celà est bien normal car nous n'avons fait que transposer à la mesure de longueurs d'onde la mesure temporelle précédente. Pour s'en convaincre, il suffit de voir que l'on va ici mesurer une différence de longueur d'onde, et donc faire intervenir la différence d'indice de phase à ces deux longueurs d'onde. On aura donc une différence de différence d'indice de phase (!), formellement équivalente à la différentiation de la différence d'indice de phase, c'est-à-dire à la différence d'indice de groupe.



Ainsi à l'aide du premier polariseur on injecte la même intensité dans les deux modes que l'on recombine en sortie avec le second polariseur afin de pouvoir observer leurs interférences. Celles-ci seront directement visible (i. e. un simple détecteur suffira) pour la source à grande longueur de cohérence, mais un analyseur de spectre sera nécessaire pour les observer avec la source ayant un large spectre, sa longueur de cohérence étant très inférieure à la différence des chemins optiques dans le cristal.

On a ainsi relevé la différence d'indice de groupe sur un ensemble de guides de longueur 26.91 mm, diffusés dans les conditions de type 1 et de largeur 8  $\mu\text{m}$ . La Fig. IV.1-7 montre l'aspect typique du spectre cannelé relevé avec les deux dernières méthodes. La source laser accordable utilisée est un système Multics de Photonetics, de résolution théorique 0.002 nm, et la source à large bande spectrale est toujours constituée par la fluorescence d'un amplificateur à fibre dopée erbium de marque Amocco, le relevé du spectre s'effectuant à l'aide d'un analyseur de spectre Anritsu de résolution 0.1 nm :

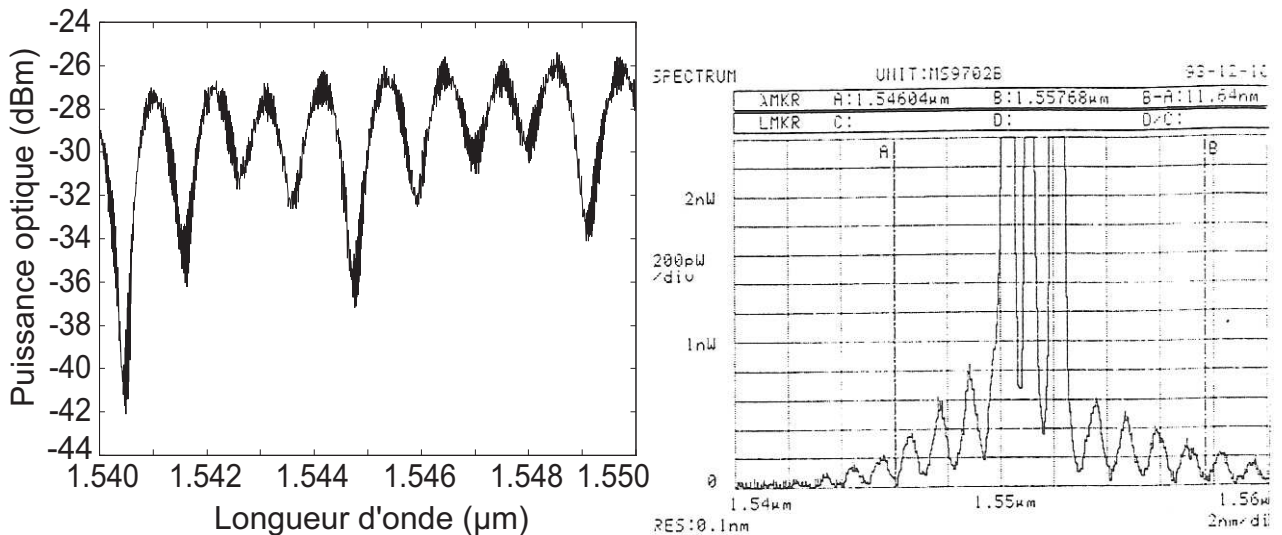


FIGURE IV.1-7: Spectre cannelé mesuré (à gauche) avec un laser accordable et un photodétecteur ; (à droite) avec une source à large spectre et un analyseur de spectre.

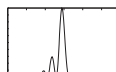
Les franges fines, qui apparaissent particulièrement sur le spectre cannelé de gauche, sont dues à l'effet Péro-Fabry se produisant entre les deux faces polies des extrémités du guide<sup>8</sup>.

Celles-ci ne facilitent en rien la mesure de l'interfrange, et étant donnée les incertitudes de mesure de longueur du guide (0.02 mm) et de l'interfrange (0.04 nm sur 8 franges) on a au mieux une erreur théorique de 0.6% sur la valeur de  $\Delta n_{gr}$ . Pour la mesure à l'analyseur de spectre, sa résolution étant encore moindre (0.1 nm), l'erreur théorique est encore plus élevée (quelques %).

On remarque que l'on ne peut observer d'évolution marquée. Le guide de largeur 7.5  $\mu\text{m}$  semblant avoir un comportement atypique, l'évolution générale théorique devant, selon la<sup>9</sup> Fig. III.5-3, être une baisse de l'indice de groupe de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-4}$ . On peut

8. On en veut pour preuve que sur un guide présentant de très fortes pertes (3 dB/cm de plus qu'un guide moyen), les franges n'apparaissent pas. Or, dans une cavité Péro-Fabry avec pertes, la visibilité des franges diminue très fortement avec l'augmentation de celles-la.

9. La figure en question présente l'évolution de la différence d'indice de phase dont les variations (mais pas la valeur absolue) sont les mêmes que celles de la différence d'indice de groupe.



Largeur du guide ( $\mu\text{m}$ )	Interfrange (nm)	Différence d'indice de groupe ( $\lambda = 1.545 \mu\text{m}$ )
7	1.0755	$0.0824 \pm 0.0005$
7.5	1.104	$0.0803 \pm 0.0005$
8	1.0786	$0.0822 \pm 0.0005$

TABLE IV.1-5: Différence d'indice de groupe pour des guides de différentes largeurs.

penser que ce résultat nous montre simplement que l'incertitude sur la mesure doit être encore plus important que ce que nous estimions et plutôt de l'ordre de  $10^{-3}$ , certainement en raison de l'effet Pérot-Fabry qui rend difficile la mesure précise de la position des minima d'intensité.

De plus, nous avons ici déterminé la valeur de la différence d'indice de groupe, certes utile à notre modèle, mais pouvons nous en déduire la valeur de la différence d'indice de phase, qui doit permettre de déterminer la période des électrodes en peigne ?

Comme nous le rappelle (IV.1-5), la différence d'indice de groupe se déduit de la différence d'indice de phase si l'on connaît la dispersion de cette dernière. En première approximation (on néglige alors la dérivée seconde de la différence d'indice de phase par rapport à la longueur d'onde), les dérivée première de la différence d'indice de phase et de la différence d'indice de groupe sont égales. Il est donc théoriquement possible de remonter à la différence d'indice de phase.

Toutefois, les erreurs s'accumulant, le calcul de la dispersion de la différence d'indice de groupe (en la calculant au niveau de chaque frange, par exemple) à partir des données relevées ci-dessus s'avère vain.

Il est en fait impossible avec les mesures que nous pouvons effectuer de retrouver directement la valeur de la différence d'indice de phase.

La seule méthode que nous puissions utiliser est comparative et nous procéderons en fait par la mesure de la différence d'indice de groupe dont on déterminera la différence d'indice de phase au moyen d'un filtre "étalon", le rapport entre différence d'indice de groupe et de phase étant constant à une longueur d'onde donnée.

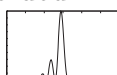
En fait, il est possible de retourner le problème et de considérer que la période des électrodes est connue avec une grande précision. Alors, la longueur d'onde centrale de fonctionnement du filtre nous permet de connaître avec la même précision relative la différence d'indice effectif de phase dans notre guide.

On a ici une méthode de mesure de la différence d'indice de phase dans un guide d'onde, qui permet d'avoir, à une longueur d'onde proche de  $1.5 \mu\text{m}$ , une précision de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-4}$ , directement liée à la précision sur la période des électrodes. On peut cependant remarquer que l'on a seulement accès à la valeur moyenne de cette grandeur sur la zone où sont déposées les électrodes en peigne.

Cependant, en déposant des sections d'électrodes assez courtes en différents points d'un guide on peut ainsi mesurer une éventuelle variation de la différence d'indice effectif de phase au long du cristal.

Nous avons voulu déterminer ainsi l'homogénéité de la différence d'indice de phase le long de notre guide de  $45 \text{ mm}$  de long.

Nous avons donc réalisé une coupure au centre de l'électrode de masse et regarder séparément la transmittance de chacune des deux moitiés du composant. Ce test nécessitait





l'existence d'un contact de masse à chacune de ses extrémités. La Fig. IV.1-8 montre le résultat de cet essai.

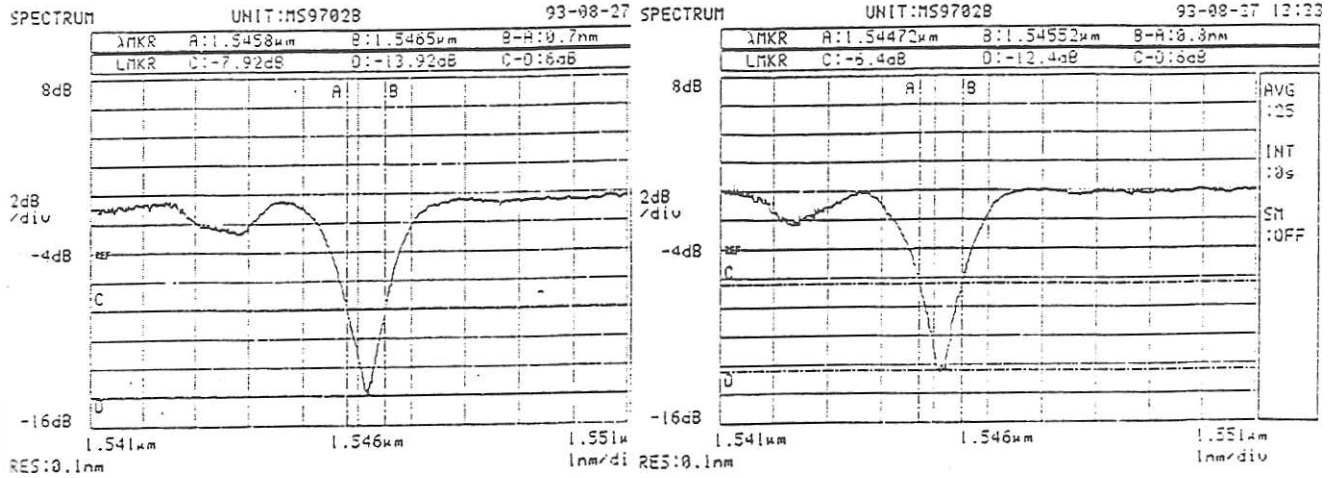


FIGURE IV.1-8: Transmittance des parties gauche ( $V_C = 35$  V) et droite ( $V_C = 40$  V) d'un filtre coupé en son milieu.

On peut remarquer que la largeur à mi-hauteur de la transmittance est dans les deux cas peu différente de celle du filtre complet. De plus, la longueur d'onde où la conversion est maximale est différente dans les deux cas :  $\lambda_{0\text{droite}} = 1.54512 \mu\text{m}$  et  $\lambda_{0\text{gauche}} = 1.54615 \mu\text{m}$ . En utilisant la relation d'accord de phase (IV.1-4) on arrive à déterminer la valeur de la variation de la différence d'indice équivalente  $d\Delta n_{\text{ph}}$ . On trouve ainsi  $d\Delta n_{\text{ph}}/2 \approx 5 \cdot 10^{-5}$ .

On vient ici de montrer qu'il existait une variation de la différence d'indice effectif<sup>10</sup> entre deux parties a priori identiques de notre filtre. Ceci constitue la première observation directe d'un défaut de notre structure, que nous ayons pu quantifier.

Avant de chercher à savoir quelles peuvent être les conséquences de cette singularité, nous allons essayer d'en montrer l'origine probable.

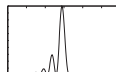
#### IV.1.3.2 De l'origine probable des variations de différence d'indice

Nous avons décrit la procédure de fabrication des guides d'onde utilisés pour le filtre dans le §II.3.2. Nous allons maintenant regarder les modifications que peuvent induire leurs paramètres de conception sur la différence entre les indices effectif de phase des deux modes fondamentaux (i. e.  $\Delta n_{\text{ph}}$ ). Nous regarderons ainsi les effets de variations de la largeur du ruban de titane, de son épaisseur et de la profondeur de diffusion (directement reliée à la température et à la durée de diffusion).

On a tout d'abord regardé l'influence des deux derniers paramètres, comme le montre la Fig. IV.1-9, à  $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$  avec une largeur du ruban de titane fixée à  $8 \mu\text{m}$ .

La Fig. IV.1-10 montre l'effet du rétrécissement du guide en dessous de sa valeur nominale (attaque chimique) pour  $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$ , une épaisseur de titane de  $80 \text{ nm}$  et une profondeur de diffusion de  $3.5 \mu\text{m}$ .

10. Une variation brusque de la période des électrodes entre les deux moitiés du composant, qui via la relation de Bragg aurait les mêmes effets, n'est pas raisonnablement envisageable. Il est plus certain de voir là la conséquence d'une modification de la valeur moyenne de la différence d'indice effectif de phase.



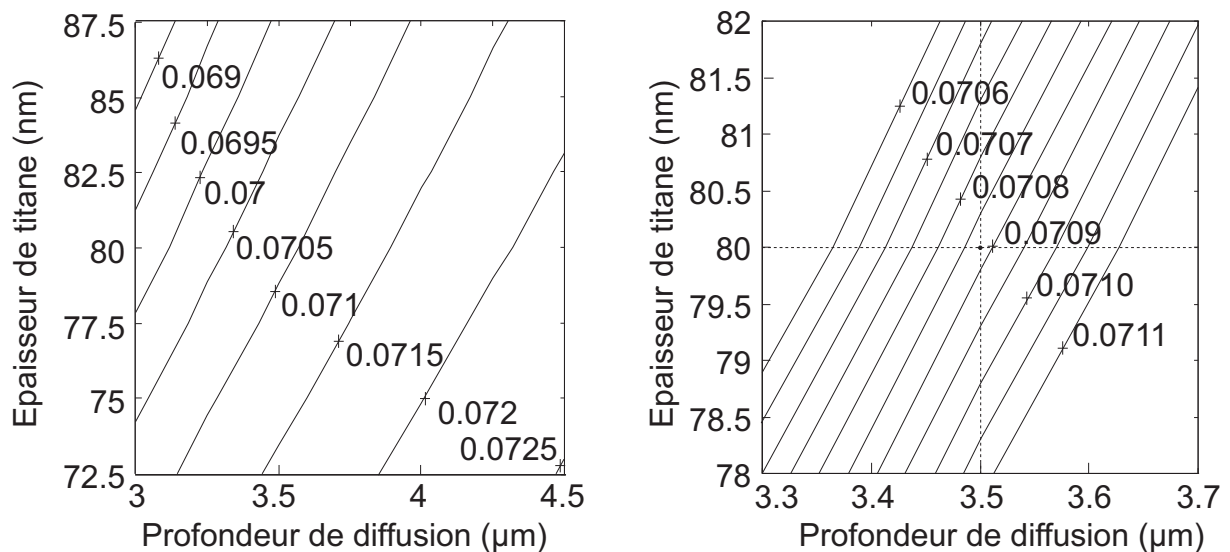


FIGURE IV.1-9: Variation de la différence d'indice de phase (à gauche) lorsque l'épaisseur de titane varie de 72.5 nm à 87.5 nm et la profondeur de diffusion de 3 μm à 4.5 μm (à droite) agrandissement du graphe autour du point 3.5 μm et 80 nm.

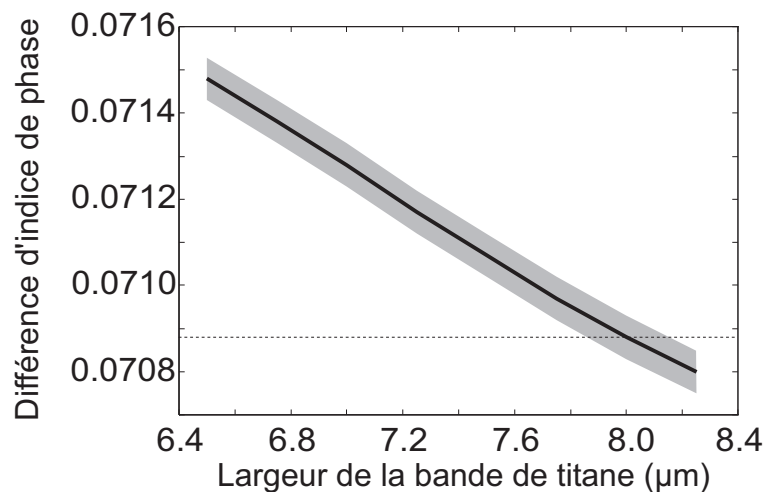
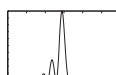


FIGURE IV.1-10: Variation de la différence d'indice de phase avec la largeur du ruban de titane. La bande grisée correspond à une variation de  $5 \cdot 10^{-5}$  de la différence d'indice de phase.





Sur les Fig. IV.1-9 et Fig. IV.1-10 on peut mesurer les variations des paramètres technologiques à même de créer la différence d'indice de phase trouvée au §IV.1.3.1. (variation d'environ  $\pm 5 \cdot 10^{-5}$  de la différence d'indice de phase). En faisant usage de la relation (IV.1-1) avec les valeurs des constantes (IV.1-3), on détermine, que pour une diffusion de 8 heures à environ 1020°C, une variation de profondeur de diffusion de 0,1  $\mu\text{m}$  est induite par une modification de la température de seulement 2.7 K. On peut ainsi relier une variation de profondeur de diffusion à une variation de température.

Ainsi, on voit que les variations relevées expérimentalement de la différence d'indice de phase peuvent être induites par une modification de :

- $\pm 1.5$  K de la température de diffusion,
- $\pm 1$  nm de l'épaisseur de titane,
- $\pm 0.2$   $\mu\text{m}$  de la largeur du guide.

On constate que les conditions de réalisation technologique sont pour le moins sévères. Il sera ainsi, très difficile de supprimer la variation aléatoire de la différence d'indice effectif, donc ses effets.

Toutefois, on a montré dans la première partie de ce paragraphe, que la procédure de fabrication induisait une variation systématique de  $\Delta n_{\text{ph}}$ . C'est cet effet que nous allons modéliser dans le prochain paragraphe et que nous pouvons tenter d'éliminer.

## IV.2 Un modèle numérique

Dans le chap. III, nous avons décrit notre filtre comme le répétition de deux sections fondamentales, constituant la cellule de base de notre filtre : une section de conversion et une section d'accord. Afin de modéliser des possibilités de modification de cette cellule de base, nous allons recourir à un formalisme matriciel, en considérant individuellement la fonction de transfert de chaque cellule et en calculant celle du filtre comme le produit de ces fonctions de transfert partielles.

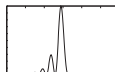
Nous allons tout d'abord succinctement rappeler les principes du formalisme matriciel de Jones, puis l'appliquer à notre dispositif. A la suite de Heismann et al. [29] nous montrerons rapidement sur un exemple que l'on peut ainsi retrouver les résultats du chap. II.

Nous exposerons alors des résultats de simulation d'un filtre parfait afin de montrer les capacités de ce modèle.

### IV.2.1 Formalisme des matrices de Jones

La grandeur qui nous intéresse lors de la propagation dans le guide d'onde est l'état de polarisation de l'onde lumineuse. En effet, comme nous l'avons vu dans le chap. II, notre dispositif, avant d'être un filtre, est un convertisseur de polarisation<sup>11</sup>. Le formalisme le plus courant pour représenter de la lumière polarisée est celui de Jones. Il consiste à représenter l'onde se propageant comme un vecteur à deux composantes orthogonales, ici les deux modes quasi-TE et quasi-TM, et à modéliser tout élément optique par une matrice  $2 \times 2$  qui prend en compte les retards et les couplages subits par ces deux composantes. On représente alors les deux modes du guide, à l'aide de (II.2-1) et en faisant disparaître la répartition transverse du champ et la dépendance temporelle, sous la forme suivante :

11. Cependant, comme il fonctionne dans une faible gamme de longueur d'onde, il n'est pas très intéressant dans cette application.



$$\vec{P}(y) = \begin{pmatrix} A(y)e^{j\beta_{TE}} \\ B(y)e^{j\beta_{TM}} \end{pmatrix} = D(y) \begin{pmatrix} \cos \theta(y) \\ \sin \theta(y)e^{j\phi(y)} \end{pmatrix} e^{j\beta_{TE}y} \quad (\text{IV.2-1})$$

avec  $\vec{P}(y)$  vecteur polarisation du champ total dans le guide,  $D(y)$  enveloppe lentement variable du vecteur polarisation,  $\theta(y)$  amplitude relative des modes quasi-TE et quasi-TM et  $\phi(y)$  déphasage entre les modes quasi-TE et quasi-TM.

Dans cette représentation, l'état de polarisation de sortie  $\vec{P}(L)$  du convertisseur peut être relié à celui d'entrée  $\vec{P}(0)$  par une simple matrice de transfert  $\mathbf{T}$ , telle que :

$$\vec{P}(L) = \mathbf{T}\vec{P}(0) = (\mathbf{CD})^N \vec{P}(0) \quad (\text{IV.2-2})$$

avec  $\mathbf{C}$  matrice de transfert d'une section de conversion,  $\mathbf{D}$  matrice de transfert d'une section de déphasage et  $N$  nombre total de section conversion et déphasage.

On modélise alors un convertisseur de polarisation parfait, comportant  $N$  sections identiques.

Il est cependant une capacité de ce modèle qui n'a pas été exploitée par ses auteurs. Il permet en effet de modéliser un filtre comportant des variations dans les caractéristiques de ses sections élémentaires. Alors, au lieu de calculer la puissance  $N$  de la matrice  $\mathbf{CD}$ , il nous faudra calculer<sup>12</sup> le produit de matrice  $\mathbf{C}_1\mathbf{D}_1$ ,  $\mathbf{C}_2\mathbf{D}_2$ ,  $\mathbf{C}_3\mathbf{D}_3$ , ...  $\mathbf{C}_N\mathbf{D}_N$ .

Dans la section de couplage, en utilisant (II.2-8) au bout de la longueur  $l_C$ , ainsi qu'une équation similaire qui se déduit de (II.2-5) en inversant les conditions aux limites (II.2-6), on trouve pour expression de la matrice  $\mathbf{C}$  :

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} a_C e^{-j(\beta_{TE} + \delta')l_C} & b_C e^{-j(\beta_{TE} + \delta')l_C} \\ -b_C^* e^{-j(\beta_{TM} - \delta')l_C} & a_C^* e^{-j(\beta_{TM} - \delta')l_C} \end{pmatrix} \quad (\text{IV.2-3})$$

avec  $a_C = \cos\left(\sqrt{\kappa_0^2 + \delta'^2}l_C\right) + j\frac{\delta'}{\sqrt{\kappa_0^2 + \delta'^2}}\sin\left(\sqrt{\kappa_0^2 + \delta'^2}l_C\right)$ ,  $b_C = -j\frac{\kappa_0}{\sqrt{\kappa_0^2 + \delta'^2}}\sin\left(\sqrt{\kappa_0^2 + \delta'^2}l_C\right)$ ,  $\kappa_0$  coefficient de couplage dans les sections de conversion,  $2\delta' = \Delta n_{\text{ph}}(\lambda)\frac{2\pi}{\lambda} - \frac{2\pi}{\Lambda}$  désaccord de phase relatif par unité de longueur et  $l_C$  longueur d'une section de conversion.

De même pour déterminer la matrice  $\mathbf{D}$  représentative des sections de déphasage, il suffit d'introduire les termes tenant compte de la phase accumulée après la longueur  $l_A$  en utilisant (II.2-20) et (II.2-21), soit :

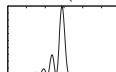
$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} e^{-j(\beta_{TE} + \Delta\beta_{TE})l_A} & 0 \\ 0 & e^{-j(\beta_{TM} + \Delta\beta_{TM})l_A} \end{pmatrix} \quad (\text{IV.2-4})$$

avec  $l_A$  longueur d'une section d'accord.

On peut maintenant utiliser ces équations pour simuler numériquement le comportement de notre filtre, sachant qu'en entrée le polariseur est, par exemple, parallèle à TE (i. e.  $A(0) = 1$ ,  $B(0) = 0$ ) et que l'on place le polariseur de sortie selon l'onde TM (i. e. on observe  $B(L)$ ).

Mais avant d'utiliser ce modèle il est possible d'obtenir une expression analytique simple de la transmittance spectrale en intensité lorsque l'on reste autour de la longueur d'onde centrale de conversion (i. e. qui satisfait  $\delta' = 0$ ) et en supposant que le filtre est composé d'un grand nombre de sections identiques ( $N \gg 1$ ). En utilisant un résultat

12. Nous ne modélisons pas ici rigoureusement une modulation continue des caractéristiques le long du composant. Toutefois, l'approximation de la conservation des grandeurs du modèle sur une section est sûrement valable, étant donnée leur faible longueur ( $\approx 0.75$  mm).



démontré par F. Abélès sur l'exponentiation des matrices unimodulaires, la matrice de transfert  $\mathbf{T}$  du convertisseur de polarisation prend alors la forme suivante [29] :

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} u & w \\ -w^* & u^* \end{pmatrix} e^{-j(\beta_{TE} + \Delta\beta_{TE})l_A} \quad (\text{IV.2-5})$$

avec  $u = 1 - \frac{\sqrt{\bar{\kappa}^2 + \bar{\delta}^2} L}{8N} \cos\left(\sqrt{\bar{\kappa}^2 + \bar{\delta}^2} L\right) + j\delta' L \frac{\sin\left(\sqrt{\bar{\kappa}^2 + \bar{\delta}^2} L\right)}{\sqrt{\bar{\kappa}^2 + \bar{\delta}^2} L}$ ,  $w = -je^{j(\bar{\delta} - \delta\rho_C)\frac{L}{N}} \bar{\kappa} L \frac{\sin\left(\sqrt{\bar{\kappa}^2 + \bar{\delta}^2} L\right)}{\sqrt{\bar{\kappa}^2 + \bar{\delta}^2} L}$ ,  $\bar{\delta} = \delta' + \frac{\Delta\beta_{TM} - \Delta\beta_{TE}}{2}(1 - \rho_C)$  désaccord de phase moyen par unité de longueur,  $\bar{\kappa} = \kappa_0\rho_C$  coefficient de couplage moyen par unité de longueur et  $\rho_C = \frac{l_C}{l_C + l_A}$  rapport cyclique des longueurs des deux sections d'électrodes.

Les expressions des paramètres du modèle sont celles déterminées au chap. III et tiennent donc compte de nos corrections apportées aux résultats de [29]. L'énergie lumineuse en sortie du filtre vaut alors simplement :

$$B^2(L) = A(0)\|w\|^2 = A(0) \frac{\bar{\kappa}^2}{\bar{\kappa}^2 + \bar{\delta}^2} \sin^2\left(\sqrt{\bar{\kappa}^2 + \bar{\delta}^2} L\right) \quad (\text{IV.2-6})$$

avec  $L$  longueur totale du filtre.

On reconnaît ici l'expression (II.2-12) déterminée au chap. II, montrant rapidement l'équivalence formelle entre ces deux modèles.

Celui-ci va cependant nous permettre d'aller un peu plus loin, et tout d'abord d'observer la transmittance complète du filtre sans utiliser la transformation de Fourier, permettant de connaître un peu mieux<sup>13</sup> le niveau de conversion des pics latéraux par exemple.

## IV.2.2 Simulation d'un filtre parfait

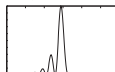
Nous voici donc à même de simuler le fonctionnement du filtre. Nous le considérerons ici comme la succession de 60 sections de conversion-accord identiques. Leurs paramètres (comme les coefficients de recouvrement des champs électrique et optique par exemple) ont déjà fait l'objet d'une étude approfondie. Nous utilisons ici tous les résultats de mesure du §IV.1, les choix de géométrie exposés au chap. II, et aussi, un modèle d'indice tenant compte de la dispersion autour de 1.55  $\mu\text{m}$ .

La Fig. IV.2-1 montre la transmittance spectrale en intensité autour de la longueur d'onde centrale de conversion, lorsque on applique une tension  $V_{\text{opt}}$  aux électrodes de conversion, permettant d'obtenir un couplage maximal en sortie du filtre (i. e. on a alors  $\bar{\kappa}(V_{\text{opt}})L = \frac{\pi}{2}$ ).

Le pic principal de transmittance présente un lobe central dont la largeur à mi-hauteur fait bien 0.5 nm lorsque le filtre a une longueur d'environ 45 mm. On remarque encore les lobes latéraux de transmission correspondant, au pire, à environ 11% de la transmission maximale. Lorsque l'on applique une tension  $V_A$  non nulle sur les électrodes d'accord, on observe un déplacement du pic principal comme on peut le voir sur la Fig. IV.2-2 pour un filtre ayant une longueur d'environ 45 mm.

Le déplacement est d'environ 6.5 nm, et comme il est symétrique pour  $V_A = -100$  V, on retrouve bien  $\Delta\lambda \approx 13$  nm. Nous obtenons donc un taux d'accord de 0.065 nm/V, qui se compare au taux expérimental de 0.062 nm/V trouvé dans le chap. II. Il est à noter que

13. Dans le cadre de la validité de ce modèle, bien sûr.



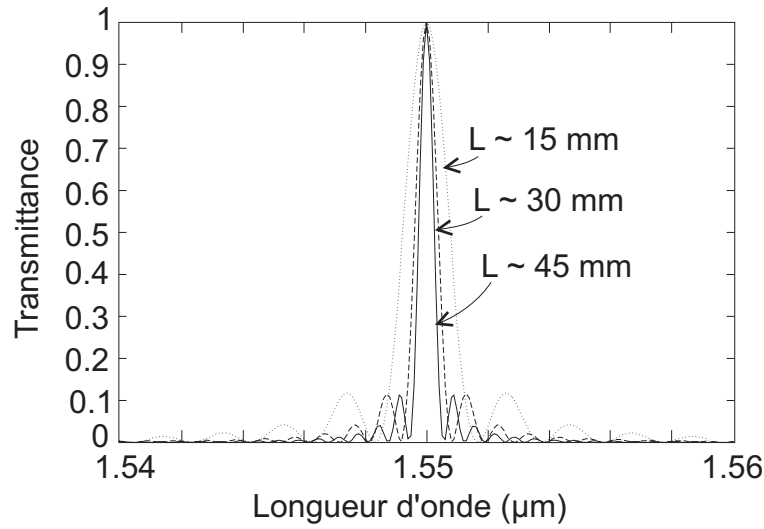


FIGURE IV.2-1: Transmittance spectrale en intensité du filtre autour du pic central ( $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$ ), pour trois longueurs du dispositif ( $L = 15, 30, 45 \text{ mm}$ ).

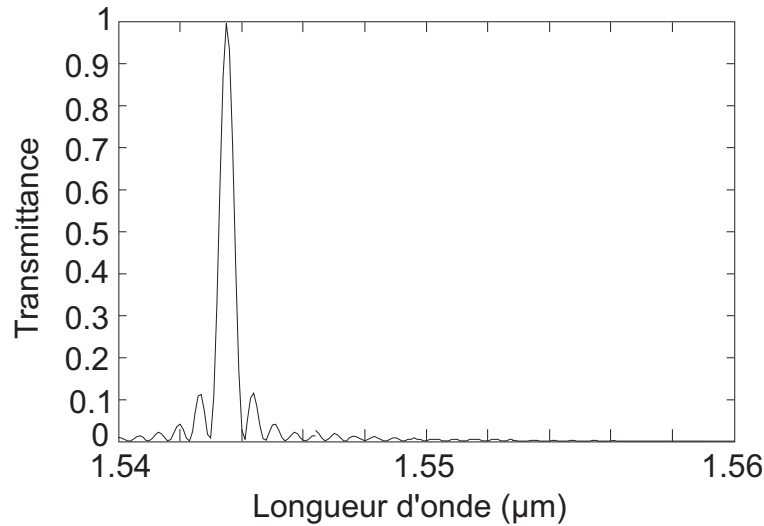
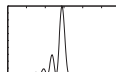


FIGURE IV.2-2: Déplacement du pic central de conversion pour  $V_A = 100 \text{ V}$  ( $L \approx 45 \text{ mm}$ ).

les taux de recouvrement apparaissant dans l'expression de l'accord, sont certainement surestimés parce que nous avons négligé l'effet de la couche de diélectrique. Le taux d'accord théorique devrait donc être plus faible.

Lorsqu'on regarde la transmittance du filtre sur une plus grande gamme de longueur d'onde, on s'aperçoit qu'il existe des pics secondaires de transmission, où la transmission est de nouveau importante. Ceux-ci sont situés à intervalle régulier de part et d'autre du pic central, comme nous l'avons vu au chap. II, et présentent un niveau très important comme on peut le voir sur la Fig. IV.2-3.

On peut constater que, conformément aux prédictions du modèle du chap. II, ceux-ci présentent le même profil de transmittance que le pic principal. En mesurant l'écart entre le pic central et les pics latéraux, on obtient à gauche un écart de 37.6 nm, et à droite de 39.4 nm. La comparaison de ces valeurs théoriques obtenues en tenant compte de la dispersion avec les mesures du §II.3.3 est très favorable, car ces valeurs expérimentales



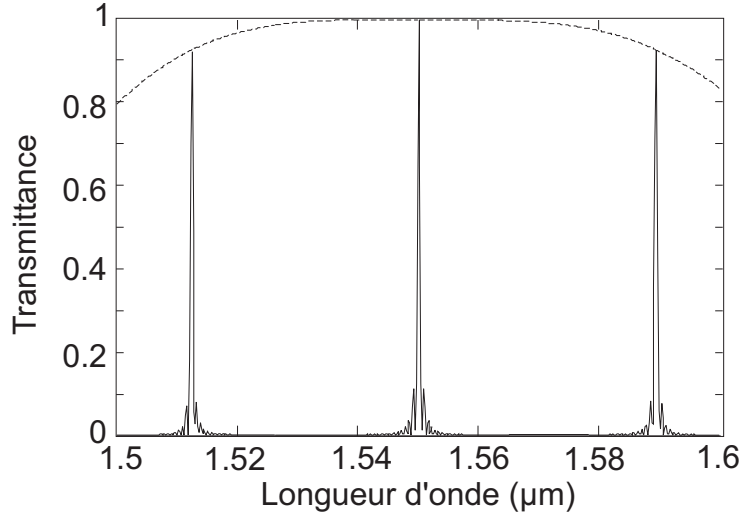


FIGURE IV.2-3: Pics secondaires de transmission du filtre. Les tirets montre le maximum de conversion de ces pics d'après (IV.2-7).

étaient respectivement de 38 nm et 40 nm. La valeur maximale de la transmittance des pics latéraux, est liée à la bande passante d'une unique section de conversion, comme nous l'avons déjà noté, mais le modèle présent permet en plus de donner une expression analytique pour ce taux de conversion maximal, soit [29] :

$$B_{\text{pic}}(\delta')^2 \approx \sin^2 \left( \frac{\pi \sin(\delta' l_C)}{2} \right) \quad (\text{IV.2-7})$$

avec  $B_{\text{pic}}(\delta')$  transmittance maximale des pics latéraux en fonction de leur désaccord de phase normalisé  $\delta'$  en sortie du filtre et  $l_C$  longueur de la section de conversion.

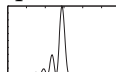
Ces deux comparaisons entre modèle et résultats expérimentaux montrent la bonne précision avec laquelle il nous est possible de prédire les caractéristiques de notre filtre liées aux zones d'accord.

Toutefois, il en est tout autrement pour la conversion, tant au niveau de la forme de la transmittance que, par exemple, la tension d'accord optimale  $V_{\text{opt}}$ . Ainsi au moyen de (III.6-27), et en se rappelant que l'on a  $\bar{\kappa}(V_{\text{opt}})L = \frac{\pi}{2}$  il est possible de tirer l'expression de cette quantité, soit :

$$V_{\text{opt}} = \frac{\lambda_0 \Lambda}{8r_{51}L\sqrt{n_X^3 n_Z^3 \rho_C C_{\Gamma_{TE/TM}}^1}} \quad (\text{IV.2-8})$$

Avec les valeurs des coefficients déterminés au précédent paragraphe, on trouve une tension optimale de  $V_{\text{opt}} = 14$  V, soit deux fois plus faible que la valeur trouvée expérimentalement ( $\approx 30$  V). Cela fait un indice de plus, permettant de suspecter une anomalie de fonctionnement au niveau des électrodes de conversion.

Nous allons donc maintenant utiliser ce modèle pour explorer les effets de l'irrégularité de la différence d'indice effectif de phase sur la transmittance de notre filtre.



## IV.3 Simulation de défauts et comparaison avec l'expérience

Les défauts que l'on a observés sur la transmittance du filtre sont, comme nous l'avons déjà dit, certainement liés à une conversion exotique le long du composant. // Or, la conversion est régie par la loi de Bragg (IV.1-4), d'où il ressort que les défauts de conversion peuvent être liés, soit à des variations de la période des électrodes de conversion  $\Lambda$  le long du guide, soit à des variations de la différence d'indice de phase  $\Delta n_{\text{ph}}$ . Il conviendra ensuite de définir les paramètres de la technologie qui sont en cause. Le modèle numérique que nous avons précédemment défini peut ici exprimer toutes ses potentialités. Ainsi, chacune des sections pourra avoir une valeur différente de la différence d'indice de phase ou du pas des électrodes. On va ainsi regarder quelques défauts typiques, symétriques ou antisymétriques, que pourrait présenter la différence d'indice de phase dans la longueur du guide. Nous considérerons que l'ordre de grandeur de leur magnitude est celui que nous avons mesuré expérimentalement dans le §IV.1.

### IV.3.1 Effet d'une variation linéaire de biréfringence

On a étudié l'effet d'une variation de la biréfringence de la forme :

$$\Delta n_{\text{ph}}^i = \frac{i - N/2}{N/2} d\Delta n_{\text{ph}} + \Delta n_{\text{ph}}^0 \quad (\text{IV.3-1})$$

avec  $\Delta n_{\text{ph}}^i$  différence d'indice de phase pour la section  $i$ ,  $i$  rang de la section accord-conversion dans le filtre (1 à  $N$ ),  $N$  nombre total de sections accord-conversion dans le filtre,  $d\Delta n_{\text{ph}}$  variation de la différence d'indice de phase et  $\Delta n_{\text{ph}}^0$  différence moyenne d'indice de phase (correspondant à  $\lambda_0$ ).

En prenant une différence d'indice de phase moyenne correspondant au filtre habituel ( $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$  avec  $\Lambda = 21.2 \mu\text{m}$ ) soit  $\Delta n_{\text{ph}}^0 = 0.0731$  et une variation de biréfringence telle que  $d\Delta n_{\text{ph}} = 5 \cdot 10^{-5}$ , correspondant à l'écart relevé expérimentalement dans le §IV.1.3, la différence d'indice effectif de phase le long du filtre assume le profil de la Fig. IV.3-1.

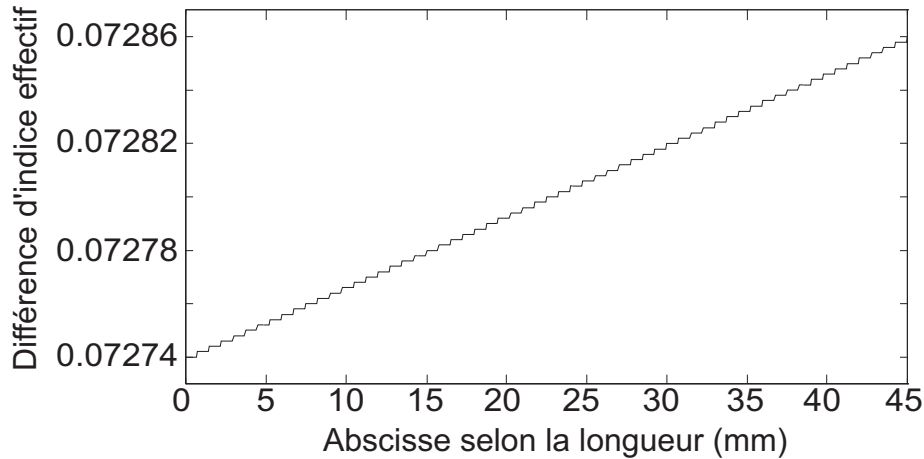
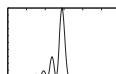


FIGURE IV.3-1: Variation linéaire de la différence d'indice effectif de phase le long du guide. Celle-ci reste constante dans une même section accord-conversion.



On observe bien l'apparition de marches d'escalier, signe de la quantification de la différence d'indice sur 60 niveaux, correspondant au nombre de modules élémentaires que comporte le filtre. Une telle variation de biréfringence utilisée dans le modèle numérique permet d'obtenir la transmittance spectrale en intensité du filtre, présentée sur la Fig. IV.3-2.

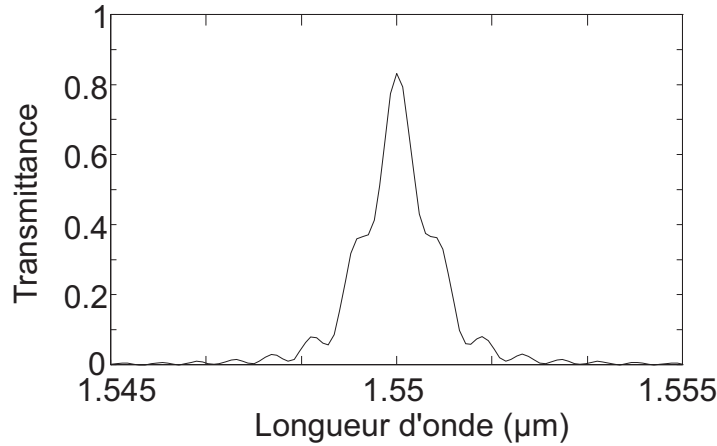


FIGURE IV.3-2: Transmittance spectrale en intensité du filtre ( $N=60$ ) avec une variation linéaire de biréfringence ( $V_C = V_{opt}$ ).

On remarque que le taux de conversion maximal diminue, et qu'il apparaît un élargissement certain de la transmittance. Celle-ci, devient encore plus intéressante, si l'on augmente le taux de conversion en faisant passer la tension de couplage  $V_C$  à 1,8 fois sa valeur optimale (i. e. correspondant à un couplage maximal pour un filtre parfait). On obtient alors la Fig. IV.3-3.

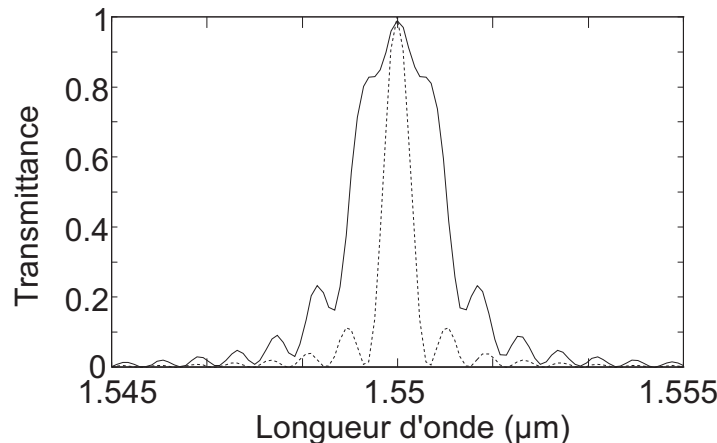
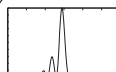


FIGURE IV.3-3: Transmittance spectrale en intensité du filtre avec une variation linéaire de biréfringence lorsque  $V_C = 1.8 \cdot V_{opt}$ . En pointillé, transmittance spectrale en intensité du filtre parfait.

On voit ici que les lobes latéraux se confondent avec le lobe central, donnant une largeur à mi-hauteur approximativement trois fois plus importante que dans le cas idéal. Ceci est à rapprocher de la largeur à mi-hauteur de 1,5 nm trouvé dans le chap. II avec nos premiers filtres (au lieu de 0,5 nm) avec une tension de couplage, pour obtenir un



taux de conversion maximale, supérieure de deux fois à la tension établie par la théorie  $V_{\text{opt}}$ .

On peut aussi remarquer que lorsque la tension de conversion  $V_C$  est inférieure à sa valeur optimale, le pic central de conversion tend à présenter un aspect tout à fait similaire à celui d'un filtre parfait, sauf bien sûr au niveau du taux de conversion, ainsi que le montre la Fig. IV.3-4.

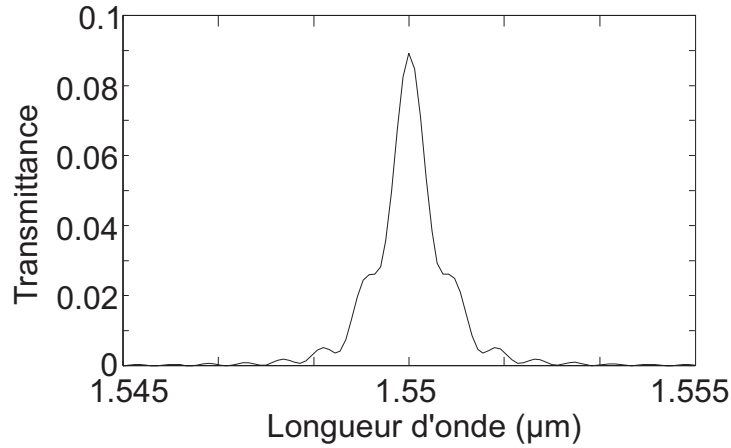


FIGURE IV.3-4: Transmittance spectrale en intensité du filtre avec variation linéaire de biréfringence lorsque  $V_C = 0.2 \cdot V_{\text{opt}}$ .

Enfin, il est très important de noter que ces phénomènes sont d'autant plus importants que le filtre est sélectif, ainsi qu'on peut le voir sur la Fig. IV.3-5.

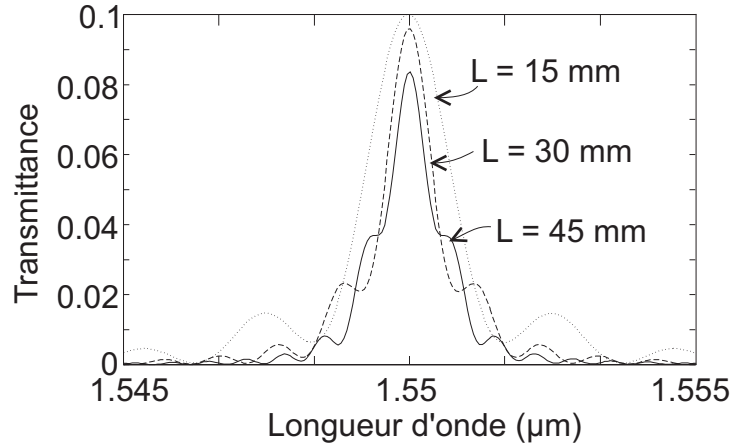
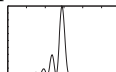


FIGURE IV.3-5: Effet d'un gradient linéaire ( $d\Delta n_{\text{ph}} = 5 \cdot 10^{-5}$ ) de la différence d'indice de phase sur la transmittance spectrale en intensité pour trois longueurs ( $L = 15, 30, 45$  mm) du filtre.

On voit que la transmittance du filtre le plus court est quasiment inchangée, à la différence des deux autres, par rapport à celle d'un filtre parfait. De plus, il est tout à fait légitime de considérer que la variation maximale de biréfringence dépend de la longueur du composant. En effet, si l'on suppose, par exemple, qu'elle est due à un gradient de température dans le four pendant la diffusion, un filtre deux fois plus court que le notre, supportera une différence de température extrême deux fois plus faible. On a donc





recalculé les courbes de la figure précédente avec une variation maximale de biréfringence (i. e.  $d\Delta n_{\text{ph}}$ ) dépendant de la longueur du composant. On obtient ainsi, la Fig. IV.3-6.

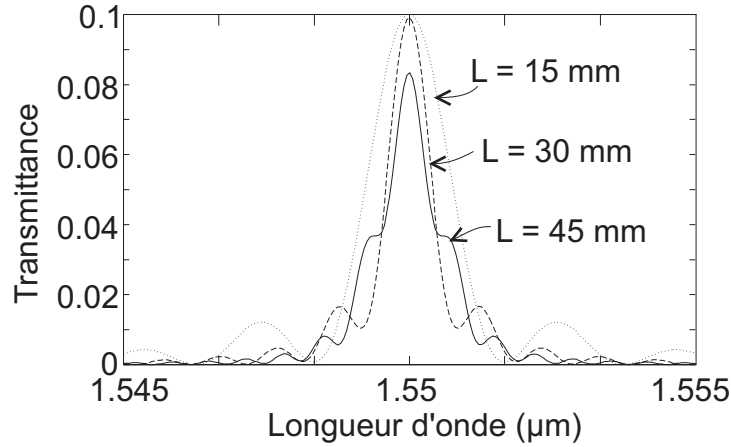


FIGURE IV.3-6: Effet d'un gradient linéaire de la différence d'indice de phase dépendant de la longueur du composant  $L$  ( $d\Delta n_{\text{ph}} = \frac{L}{45 \cdot 10^{-3}} 5 \cdot 10^{-5}$ ), sur la transmittance spectrale en intensité, pour trois longueurs ( $L = 15, 30, 45$  mm) du filtre.

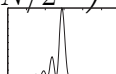
Remarquons sur ces courbes qu'un filtre ne faisant que 60% de la longueur de notre composant, présente une largeur de bande spectrale à mi-hauteur un peu plus étroite que ce dernier ! De plus, le taux de conversion maximal de ce dispositif sera le plus important et si nous essayons d'augmenter le taux de conversion de notre filtre, nous verrons apparaître l'élargissement de la bande spectrale de la Fig. IV.3-3 ! On comprend ici tout l'intérêt d'une maîtrise parfaite de la technologie afin d'obtenir un filtre dont la bande passante puisse être la plus faible possible.

Ces perturbations de la transmittance apparaîtront en fait avec toute variation symétrique de la biréfringence (il suffit que la fonction les décrivant soit impaire et monotone). On peut les expliquer par la diminution de la conversion de polarisation à  $\lambda_0$  et son accentuation symétrique aux longueurs d'onde inférieures et supérieures. En effet, en raison de la variation de la biréfringence le long du filtre, certaines sections ont pour longueur d'onde centrale de conversion une longueur d'onde inférieure à  $\lambda_0$  et d'autres une longueur d'onde supérieure. Dans le cas parfait, ces sections étaient toutes centrées sur  $\lambda_0$ . De plus au niveau des sections d'accord cette modulation de la différence d'indice effectif introduit un retard supplémentaire (i. e. un accord permanent du filtre via la modulation du facteur  $\alpha$  apparaissant dans le modèle du chap. II), qui modifie la longueur d'onde où a lieu l'accord de phase dans le même sens que l'effet observé au niveau des sections de conversion. On observe donc bien une augmentation symétrique du taux de conversion de part et d'autre de  $\lambda_0$ , et, de plus, il faut une tension plus élevée (i. e. un plus fort coefficient de couplage ou angle  $\alpha$ ) pour obtenir une conversion de polarisation complète à  $\lambda_0$ .

### IV.3.2 Effet d'une variation quadratique de la biréfringence

De la même façon que précédemment on a pris une variation de biréfringence de la forme :

$$\Delta n_{\text{ph}}^i = \pm \left( \frac{i - N/2}{N/2} \right)^2 d\Delta n_{\text{ph}} + \Delta n_{\text{ph}}^0 \quad (\text{IV.3-2})$$



avec  $\Delta n_{\text{ph}}^i$  différence d'indice de phase pour la section  $i$ ,  $i$  rang de la section accord-conversion dans le filtre (1 à  $N$ ),  $N$  nombre total de sections accord-conversion dans le filtre,  $d\Delta n_{\text{ph}}$  variation de la différence d'indice de phase et  $\Delta n_{\text{ph}}^0$  différence moyenne d'indice de phase (correspondant à  $\lambda_0$ ).

A la lumière des explications données en fin du précédent paragraphe, on peut voir intuitivement l'effet du signe  $\pm$  devant le terme perturbateur. En raison de la variation antisymétrique de la différence d'indice de phase (il suffit en fait que la fonction la décrivant, soit paire et monotone dans chaque demi-espace), il existe dans les parties gauche et droite du filtre deux sections qui opèrent à la même longueur d'onde de conversion, cumulant leurs effets. Si le signe est positif, la différence d'indice de phase connaît un minimum et deux maxima, il y aura une conversion plus importante pour les grandes longueurs d'onde (i. e.  $\lambda_{\text{conversion}} = \Delta n_{\text{ph}}^i \Lambda$ ). Dans le cas où le signe est négatif, il y a deux minima et un maximum, le taux de conversion connaîtra un glissement vers les plus petites longueurs d'onde.

Ce dernier cas est représenté sur la Fig. IV.3-7 avec  $\Delta n_{\text{ph}}^0 = 0.0731$ ,  $d\Delta n_{\text{ph}} = 5 \cdot 10^{-5}$  et  $N = 60$ .

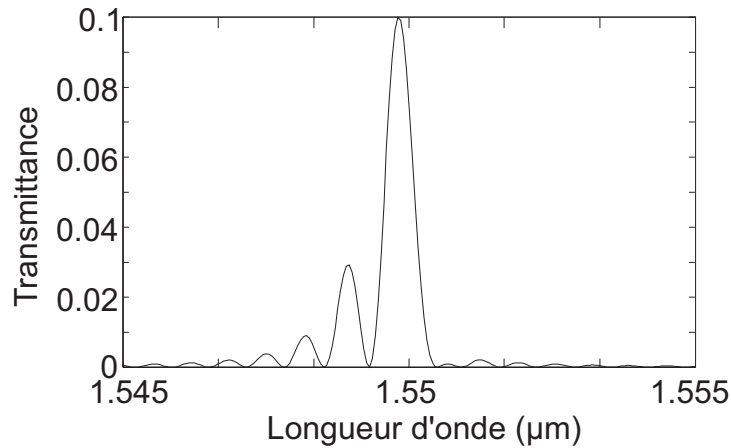


FIGURE IV.3-7: Transmittance spectrale en intensité du filtre avec une variation quadratique de biréfringence le long du filtre ( $V_C = V_{\text{opt}}$ ).

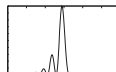
On observe bien une augmentation de la conversion pour les petites longueurs d'onde<sup>14</sup>. En revanche il n'y a pas de réel élargissement de la raie centrale, et le taux de conversion maximal est toujours de 1.

On peut aussi, regarder ce qu'il se passe lorsque l'on augmente la tension de conversion. On a représenté sur la Fig. IV.3-8, les évolutions de la transmittance, pour le même filtre que ci-dessus, lorsque la tension de conversion varie de  $V_{\text{opt}}$  à  $2V_{\text{opt}}$ .

On remarque que le lobe latéral gauche atteint lui aussi un taux de conversion unitaire lorsque la tension  $V_C$  augmente, reproduisant alors l'aspect du lobe central.

Une composition de variations paires et impaires (monotone dans chaque demi-espace) de la différence d'indice de phase, cumulera les deux effets décrits ci-dessus, et la transmittance spectrale en intensité d'un tel filtre présentera donc un élargissement de la bande passante ainsi qu'un accroissement des lobes latéraux gauche.

14. On peut aussi noter un léger décalage de la longueur d'onde de conversion maximale. Cela provient simplement de la forme (IV.3-2) donnée à la variation de biréfringence, dont la valeur moyenne n'est pas  $\Delta n_{\text{ph}}$  mais une valeur légèrement inférieure.



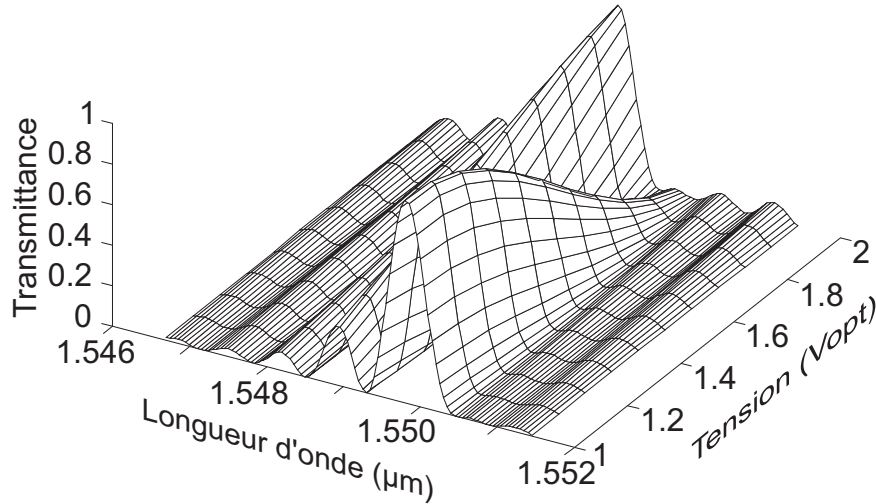


FIGURE IV.3-8: Evolution de la transmittance du filtre avec la tension de conversion  $V_C$  ( $V_C$  varie entre  $V_{opt}$  et  $\approx 2V_{opt}$  par pas de 1 V).

### IV.3.3 Effet d'une variation aléatoire de la biréfringence

L'existence d'une telle variation est intuitivement la plus plausible. En effet, il paraît évident que les variations des grandeurs déterminant la conversion le long du filtre, sont aléatoires, tout en se superposant aux variations systématiques étudiées ci-dessus.

De la même façon que précédemment on a pris une variation de biréfringence de la forme :

$$\Delta n_{ph}^i = A(i)d\Delta n_{ph} + \Delta n_{ph}^0 \quad (IV.3-3)$$

avec  $\Delta n_{ph}^i$  différence d'indice de phase pour la section  $i$ ,  $i$  rang de la section accord-conversion dans le filtre (1 à  $N$ ),  $N$  nombre total de sections accord-conversion dans le filtre,  $A(i)$  valeur aléatoire, suivant une loi normale, de moyenne 0 et de variance 1,  $d\Delta n_{ph}$  variation de la différence d'indice de phase et  $\Delta n_{ph}^0$  différence moyenne d'indice de phase (correspondant à  $\lambda_0$ ).

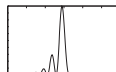
S'agissant d'une variation aléatoire, il faudrait user d'une présentation statistique de résultats. Nous avons préféré montrer deux exemples typiques, différant par la valeur de la variance de la loi normale de variation de la différence d'indice de phase.

Ainsi, on peut observer l'effet d'une variation aléatoire de biréfringence sur la Fig. IV.3-9, où la variance  $d\Delta n_{ph}$  vaut  $5 \cdot 10^{-5}$ . On a utilisé ici une échelle normalisée en dB et représenté l'absorption du filtre (i. e. configuration coupe-bande), afin de faciliter la comparaison avec les résultats expérimentaux.

On remarque qu'il y a un élargissement sensible de la largeur de la bande passante à mi-hauteur (i. e. à -3 dB) qui atteint presque 1.2 nm. Le relèvement des lobes latéraux de droite est dû à un effet quadratique positif contenu dans la variation aléatoire de la biréfringence. L'effet serait le même sur les lobes latéraux de gauche si l'effet quadratique implicite était négatif.

Si la variance est beaucoup plus forte ( $\approx 5 \cdot 10^{-4}$ ), on voit apparaître, à forte tension de conversion, une structure multipics, comme sur la Fig. IV.3-10.

On remarque que dans ce cas le taux de conversion maximal théorique n'est pas très élevé.



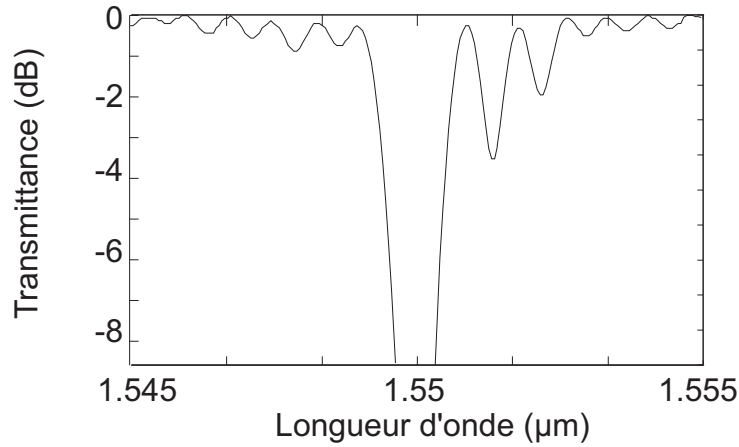


FIGURE IV.3-9: Transmittance spectrale en intensité du filtre observée pour une variation aléatoire normale de la biréfringence ( $\langle \Delta n_{\text{ph}}^i \rangle = 0.0731$ ,  $\sigma^2 = 5 \cdot 10^{-5}$ ) (on a choisi  $V_C$  pour avoir un taux de conversion maximal le plus élevé possible  $V_C \approx V_{\text{opt}}$ ).

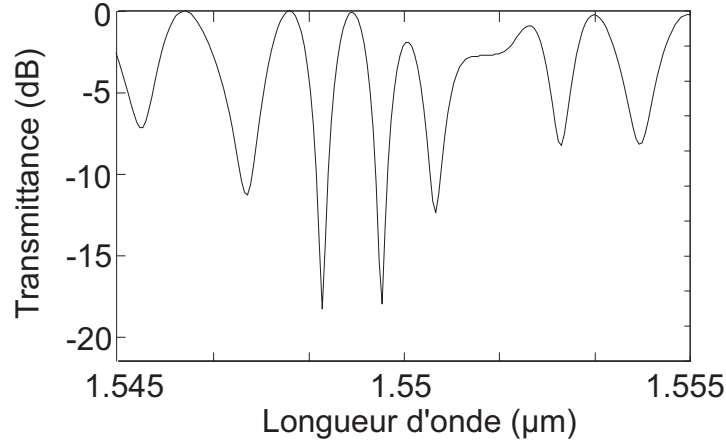


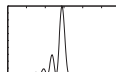
FIGURE IV.3-10: Transmittance spectrale en intensité du filtre observée pour une variation aléatoire normale de la biréfringence ( $\langle \Delta n_{\text{ph}}^i \rangle = 0.0731$ ,  $\sigma^2 = 5 \cdot 10^{-4}$ ) (on a choisi  $V_C$  pour avoir un taux de conversion maximal le plus élevé possible  $V_C \approx 4 \cdot V_{\text{opt}}$ ).

En utilisant le même modèle, on a pu aussi étudier les effets d'une variation aléatoire de la période des électrodes  $\Lambda$ . Ses conséquences théoriques sont similaires et leur exposé n'apporterait rien à notre discussion. On notera toutefois que dans ce cas, ainsi que nous allons le voir bientôt, il semble peu probable que la procédure technologique puisse induire les effets systématiques que nous avons étudiés auparavant.

Afin d'étayer notre modèle théorique, nous allons maintenant présenter quelques résultats expérimentaux obtenus en essayant d'améliorer notre dispositif. Ceux-ci concernent tous des filtres différents obtenus en modifiant certains paramètres de notre procédure technologique.

#### IV.3.4 Relevé de transmittances présentant des anomalies

Regardons, par exemple, la transmittance spectrale en intensité d'un filtre en configuration passe-bande avec une faible tension de conversion, ainsi que son évolution lorsque



celle-ci augmente. C'est ce que montrent les Fig. IV.3-11, Fig. IV.3-12 et Fig. IV.3-13.

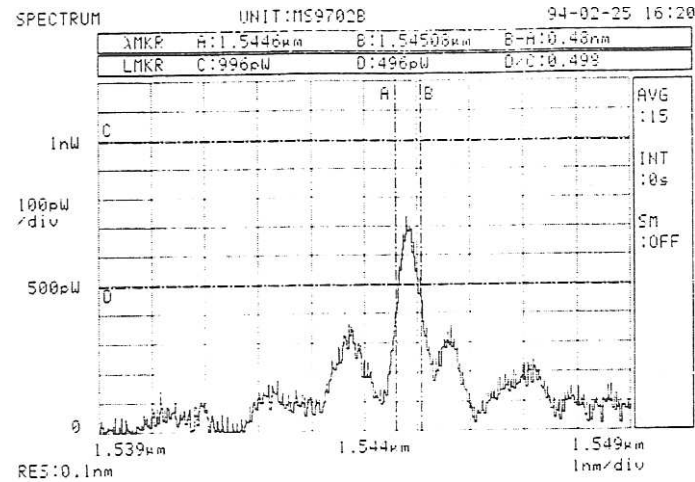


FIGURE IV.3-11: Transmittance spectrale en intensité du filtre passe-bande avec  $V_C \approx 5$  V.

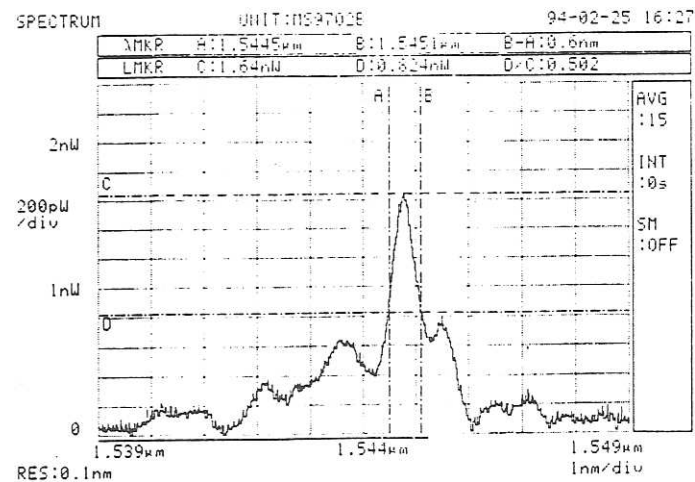
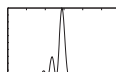


FIGURE IV.3-12: Transmittance spectrale en intensité du filtre passe-bande avec  $V_C \approx 10$  V.

On peut remarquer que la transmittance spectrale en intensité présente sur ces deux figure une largeur à mi-hauteur du lobe central d'environ 0.5 nm. Cependant le taux de conversion est très faible, ce qui explique la présentation de spectre de transmission et non d'absorption.

On remarque bien l'évolution de la transmittance, avec élargissement progressif du lobe central, comme le prévoyait les Fig. IV.3-4, Fig. IV.3-2, Fig. IV.3-3. Avec l'augmentation du taux de conversion, on observe le relèvement des lobes latéraux qui élargissent la bande passante du filtre. A ces valeurs de tension, le taux de conversion maximale du filtre n'est cependant que de quelques dB, ce qui rend le filtre difficilement utilisable dans ces conditions, malgré l'intérêt d'utiliser un filtre dont la largeur à mi-hauteur de la bande passante atteint véritablement la valeur théorique prévue, c'est-à-dire 0.5 nm.

L'existence de la variation antisymétrique monotone de la biréfringence à l'intérieur du guide, est déjà affirmée par la dissymétrie des lobes latéraux du spectre de transmission



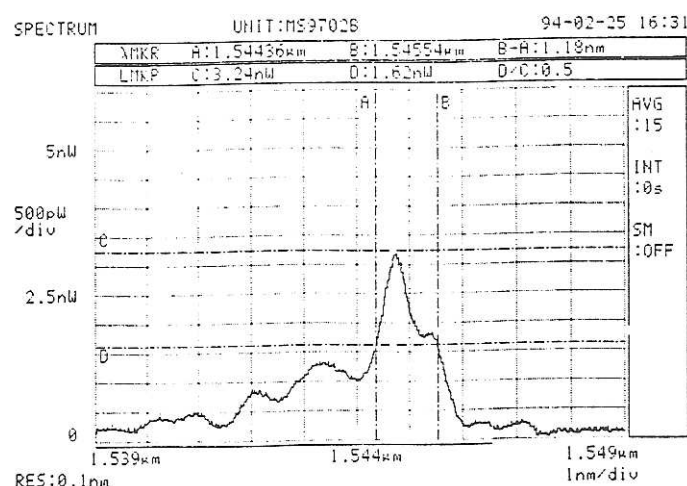


FIGURE IV.3-13: Transmittance spectrale en intensité du filtre passe-bande avec  $V_C \approx 15$  V.

observable sur la Fig. II.3-8. On peut cependant aller plus loin et retrouver une variation de la transmittance semblable à celle prévue par la Fig. IV.3-8. La Fig. IV.3-14, présente l'évolution de la transmittance d'un filtre lorsque la tension de conversion  $V_C$  passe de  $V_{opt}$  à  $2 \cdot V_{opt}$ .

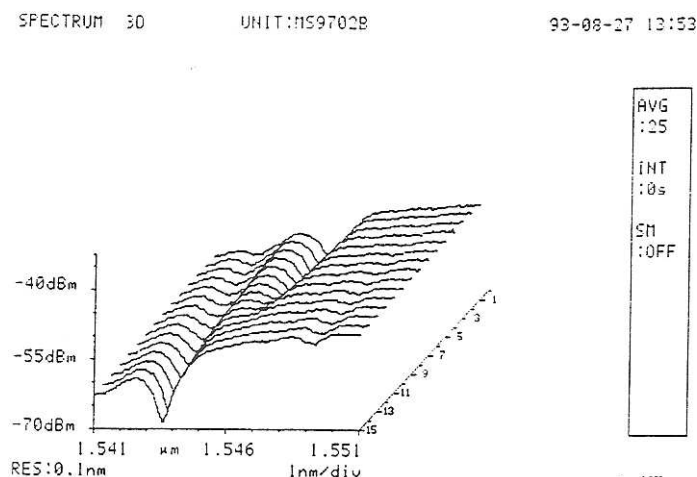


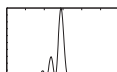
FIGURE IV.3-14: Evolution de la transmittance spectrale en intensité du filtre coupe-bande lorsque  $V_C$  varie de 30 V à 65 V par pas de 2.5 V.

Les effets d'une variation aléatoire de grande variance, que présentaient la Fig. IV.3-11, peuvent aussi être observés à la suite de la réalisation "rapide" de guide avec une résine inappropriée.

On voit ressortir à forte tension de conversion une structure multiples, signe de la distribution aléatoire de la différence d'indice effectif de phase le long du guide.

Pour finir on présente ici la transmittance d'un filtre réalisé dans les mêmes conditions expérimentales (i. e. procédure de fabrication 'standard', même guide), mais dont la longueur utile des électrodes fait seulement un peu plus de 15 mm.

On voit ici que l'on atteint en tous points les caractéristiques théoriques, tant au niveau de la bande passant à mi-hauteur ou du niveau des lobes latéraux (un léger relè-





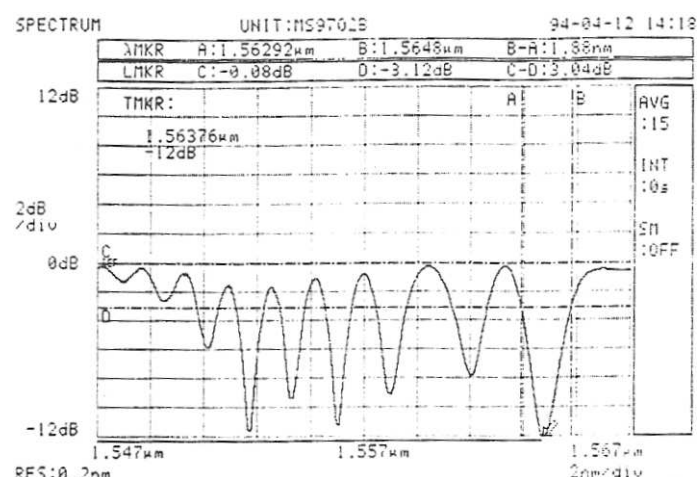


FIGURE IV.3-15: Transmittance spectrale en intensité d'un filtre coupe-bande présentant un fort défaut aléatoire avec  $V_C \approx 90$  V.

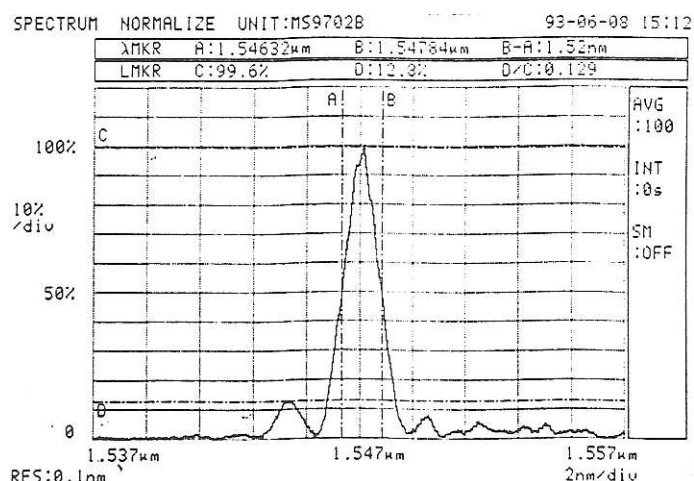
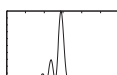


FIGURE IV.3-16: Transmittance spectrale en intensité d'un filtre passe-bande de longueur  $L \approx 15$  mm ( $V_C \approx 30$  V).

vement à gauche est toutefois visible) ainsi qu'une comparaison avec la Fig. IV.2-1 (dans le paragraphe filtre parfait cette fois-ci...) peut nous en convaincre (le taux de conversion maximal n'atteint cependant que -16 dB ... ce qui est cependant beaucoup mieux que le filtre du chap. II). La longueur du composant détermine donc bien sa sensibilité aux aléas de conversion, comme nous l'avons montré sur la Fig.IV.3-6.

On a pu constater ici la réalité des phénomènes décrits précédemment, et établir l'existence de variations systématiques symétriques et antisymétriques, superposées à la variation aléatoire de la différence d'indice effectif, qui doivent être introduites par la procédure de fabrication.

Ce sont, comme nous l'avons annoncé, ces aléas de fabrication que nous allons maintenant tenter d'éliminer.



## IV.4 Améliorations technologiques et nouveaux résultats

Dans cette partie nous discuterons tout d'abord de l'origine des défauts systématiques dont l'existence a été montrée précédemment. Nous exposerons parallèlement les moyens mis en oeuvre pour s'en affranchir. Cette partie ne prend qu'une part infime dans le manuscrit, mais a demandé moult heures de salle blanche et de nombreuses discussions avec d'autres utilisateurs de la technologie du niobate de lithium. Finalement nous présenterons des résultats expérimentaux montrant l'amélioration des caractéristiques de la transmittance de notre filtre et achèverons la caractérisation de notre filtre en relevant les pertes optiques d'un dispositif fibré ainsi que la dépendance vis-à-vis de la température de son point de fonctionnement.

### IV.4.1 Origine des aléas technologiques

Regardons tout d'abord quelles peuvent être les origines des variations symétriques (i. e. "linéaire") de différence d'indice introduites par la procédure de fabrication.

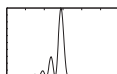
On a pensé ici à un effet de non-uniformité du dépôt de titane dans la cloche à vide, rendu systématique par la rotation du porte-échantillon. Des preuves objectives de ce phénomène ont pu être observées lors de la réalisation de miroir diélectrique. Il y a, en effet, apparition de franges régulières si l'échantillon est de grande taille.

Des essais de compensation de ce phénomène en effectuant le dépôt à plat ou en introduisant un brasseur à proximité du cristal, semblent avoir atteint leur objectif, bien que sa quantification précise soit délicate.

Un effet de gradient de température lors de la diffusion, lié à la circulation de l'atmosphère d'oxygène humide, qui nécessairement balaye l'échantillon dans sa longueur étant donnée sa taille, a sans doute ici un rôle prépondérant. On a essayé différentes modifications au niveau de la nacelle en silice, sans pouvoir obtenir la preuve de leur efficacité. Comme nous le verrons par la suite, un effet thermique, lié à l'absorption dans le cristal pendant son utilisation, peut aussi provoquer ce gradient de différence d'indice, mais aucune preuve sérieuse n'est venue étayer cette hypothèse. La théorie, elle, tend à prouver qu'il pourrait y avoir un effet non négligeable.

Le défaut antisymétrique (i. e. "quadratique") est lié à l'utilisation en régime aérobie de la tournette pour les dépôts de résine. Les variations d'épaisseur de résine, se traduisant en variations de largeur du guide après le développement. Cet effet a pu être étudié précisément à l'aide d'un profilomètre optique, permettant de relever les épaisseurs de résine le long du cristal. On peut s'en affranchir en isolant le cristal de l'écoulement d'air lors de la rotation et en utilisant des paramètres de tournette "adéquats"! Il existe aussi un effet de bord naturel lors du développement et de l'attaque, les extrémités du cristal étant soumises à un contact avec le produit chimique selon "trois côtés".// On amoindrit ce phénomène en travaillant avec des cristaux plus longs que nécessaire, dont on élimine ultérieurement les extrémités.// On retrouve aussi peut-être l'effet du gradient thermique lors de la diffusion, la partie centrale du cristal (placée au centre four) étant sans doute à une température un peu plus élevée que les bords.

Les défauts aléatoires sont liés à l'hétérogénéité de la température des bains d'attaque, de développement, ... Leur correction passe par l'utilisation de la technique du bain-marie(!) pour permettre une meilleure uniformité de température.// De plus l'utili-





sation d'un masqueur optique lors de la réalisation du masque d'électrode, introduit des erreurs aléatoires sur la périodicité du peigne qui peuvent atteindre  $0.4 \mu\text{m}$ . En erreur relative elles correspondent à des variations de  $1.5\%$ , qui correspondrait à une variation de la différence d'indice effectif d'environ  $10^{-3}$  ! Nous avons ici une forte source potentiel de défauts.

On a essayer d'utiliser des masques réalisés à vitesse lente, dans l'espoir de minimiser ces erreurs. Une solution consisterait ici à utiliser un masqueur électronique (précision  $< 0.1 \mu\text{m}$ ), ou bien à travailler avec des masques à l'échelle 10 photoréduits et ajustés à l'aide de la méthode 'criss-cross', la taille du composant empêchant l'emploi d'un masque photoréduit unique.

Lors de la conception des masques, il faut prendre garde de ne pas avoir des motifs placés à des positions nécessitant une précision de  $0.05 \mu\text{m}$ . L'arrondi alors nécessaire lors de l'insolation du masque, la précision maximale de positionnement étant de  $0.1 \mu\text{m}$ , entraîne une irrégularité pseudo-aléatoire du motif. On peut cependant s'en affranchir en utilisant, une période des électrodes en peigne multiple entier de  $0.4 \mu\text{m}$ . La condition supplémentaire alors imposée à la longueur d'onde centrale de conversion peut-être levée en utilisant des sections d'accord dont la longueur ne compte pas un nombre entier de période  $\Lambda$ . En somme, on réalise alors un accord fixe du filtre en jouant<sup>15</sup> sur le facteur  $\alpha$ , ainsi que nous l'avons déjà noté dans le §II.2.3.

Finalement, il est une cause de variation de la différence d'indice effectif de phase dont nous n'avons pas encore parlé, et qui n'est autre que l'uniformité intrinsèque de la biréfringence du cristal de niobate de lithium.

La documentation technique fournie par Crystal Technology [95] donne pour la variation maximale de biréfringence sur toute la surface du wafer  $\Delta n_{\text{ph}} = \pm 7 \cdot 10^{-5}$ . La taille de nos cristaux ( $> 45 \text{ mm}$ ) nous fait subir sans nul doute l'extension maximale de cette valeur. C'est en définitive, et aussi performante que puisse être notre technologie, cette variation qui limitera les capacités de notre composant.

La seule méthode utilisable à ce niveau étant de réduire la taille du substrat, nécessitant l'utilisation d'un dispositif replié si l'on veut conserver le même nombre de canaux. Comme nous l'avons remarqué dans le chap. I, cette option s'accompagne d'une augmentation très importante de la complexité du dispositif, peu compatible avec notre objectif de fiabilité et de simplicité d'utilisation.

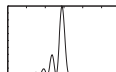
Nous avons cependant pu corriger en partie les défauts liés à la procédure technologique, nous permettant d'améliorer nos résultats expérimentaux, sans toutefois atteindre les limites espérées.

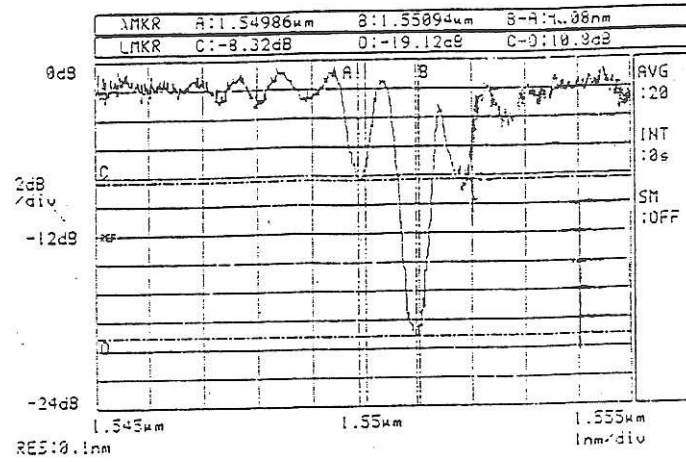
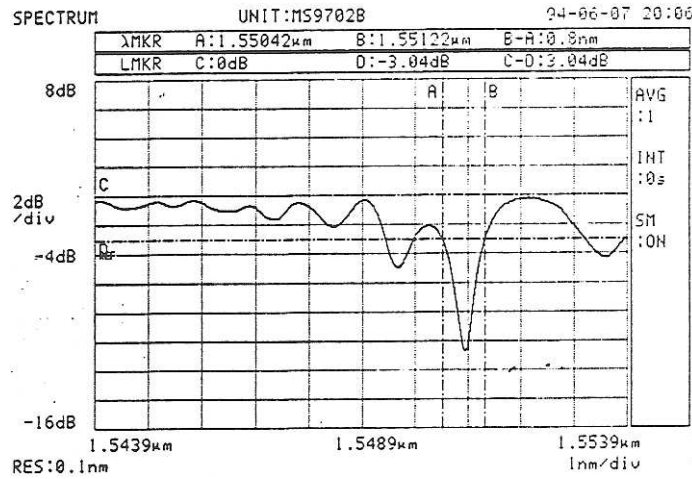
#### IV.4.2 Le filtre spectral électro-optique intégré

On peut voir sur les courbes Fig. IV.4-1 et Fig. IV.4-2 les transmittances de filtre présentant une nette amélioration, soit au niveau de la conversion (jusqu'à  $18 \text{ dB}$  soit  $98.5\%$ ), soit au niveau de la largeur à mi-hauteur du lobe central (jusqu'à  $0.8 \text{ nm}$ ).

---

15. Ce paramètre  $\alpha$  permet de réaliser une série de filtre dont la période des électrodes est identique, mais dont la fréquence centrale de conversion est très légèrement différente. Ainsi une modification de  $l_A$  de  $0.1 \mu\text{m}$  provoque un déplacement de la longueur d'onde centrale de  $0.17 \text{ nm}$ , alors que la même modification au niveau de la période des électrodes en peigne déplace cette dernière d'environ  $8 \text{ nm}$  ! On a ici une méthode beaucoup plus souple que l'inclinaison des électrodes en peigne proposée dans [26] par Alferness et al. afin d'ajuster finement la longueur d'onde centrale de filtrage à des valeurs très proches les unes des autres.



FIGURE IV.4-1: Transmittance d'un filtre avec  $V_C \approx 30$  V.FIGURE IV.4-2: Transmittance d'un filtre avec  $V_C \approx 31$  V.

On peut voir cependant que nous n'avons pas atteint les limites théoriques, la transmittance présentant encore des effets importants de défauts systématiques symétriques et aléatoires qui n'ont pu qu'être partiellement compensés. On remarque tout particulièrement le niveau important des lobes latéraux, limitant l'usage du composant dans le cadre d'une utilisation en multiplex dense de longueur d'onde.

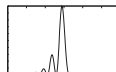
Il est encore une source de perturbations de la transmittance dont nous n'avons pas encore fait état, il s'agit de la température.

La dépendance importante de la biréfringence du niobate de lithium en fonction de la température est un phénomène bien connu [96]. Elle affecte très fortement la valeur de la longueur d'onde où la conversion est maximale, conditionnée, rappelons-le, par la condition d'accord de Bragg. On a ainsi :

$$d\lambda_0 = \Lambda \frac{\partial \Delta n_{ph}}{\partial T} dT + \Delta n_{ph} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} dT \quad (\text{IV.4-1})$$

avec  $d\lambda_0$  variation de la longueur d'onde centrale de conversion en fonction de la température du filtre.

En extrapolant les mesures de [96] afin de connaître les variations de la biréfringence



en fonction de la température autour de  $1.5 \mu\text{m}$ , et en utilisant celles de [97] pour les effets de d'allongement de la période  $\Lambda = 21.2 \mu\text{m}$  par dilatation du cristal, on relève les valeurs de constantes suivantes :

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial \Delta n_{\text{ph}}}{\partial T} \right)_{\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}, T \approx 25^\circ\text{C}} &= -40.24 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} \\ \left( \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right)_{\Lambda = 21.2 \mu\text{m}, T \approx 25^\circ\text{C}} &= -0.32 \cdot 10^{-9} \text{ m/K} \end{aligned} \quad (\text{IV.4-2})$$

Cette étude simplifiée<sup>16</sup> montre que l'on obtient un taux d'accord proche de  $0.88 \text{ nm/K}$ . Les Fig. IV.4-3 et Fig. IV.4-4 permettent de déterminer un taux pratique un peu supérieur, puisqu'il avoisine  $1 \text{ nm/K}$ .

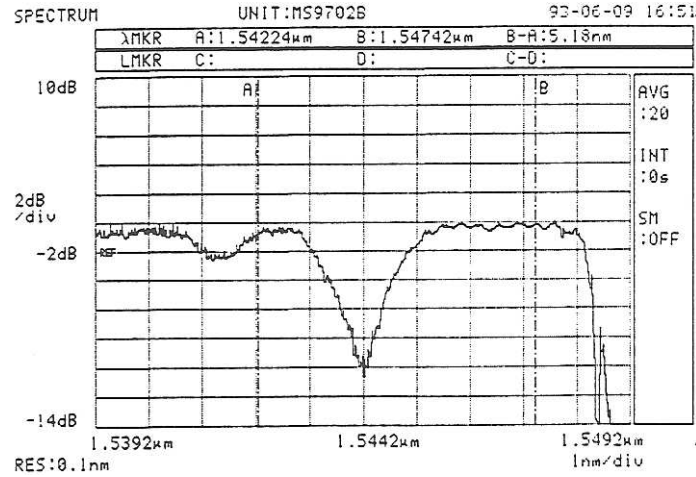


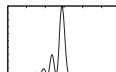
FIGURE IV.4-3: Transmittance du filtre pour  $T \approx 26.2^\circ\text{C}$  ( $V_A = 0 \text{ V}$ ,  $V_C = 32 \text{ V}$ ).

On voit que pour avoir une stabilité à plus ou moins  $0.25 \text{ nm}$  (i. e. 50% de la largeur à mi-hauteur de la bande passante du filtre), il faut stabiliser la température dans une gamme de  $0.5 \text{ K}$ . Cependant, sur une courte durée, une isolation thermique passive suffit car le composant n'étant parcouru par aucun courant, l'échauffement ne provient que du milieu extérieur.

Pour une stabilité absolue sur un temps de quelques heures, un système de régulation en température est à envisager. Cependant, sa conception devra être particulièrement soignée afin qu'il n'induisse aucun gradient de température, qui en créant un gradient de différence d'indice effectif, ferait apparaître ou s'accroître les effets décrits au §IV.3.

On peut remarquer qu'une variation contrôlée de température peut ainsi permettre d'accorder le filtre dans un domaine beaucoup plus important qu'au moyen de l'effet électro-optique seul, ainsi que nous l'avons vu au chap. I. Toutefois, la lenteur des phénomènes thermiques en limite la portée pratique.

16. Par exemple nous ne tenons pas compte de l'effet de la température sur les sections d'accord, qui modifie leur longueur optique, déplaçant un peu plus la longueur d'onde centrale du filtre via, une fois de plus, le coefficient  $\alpha$  du chap. II.



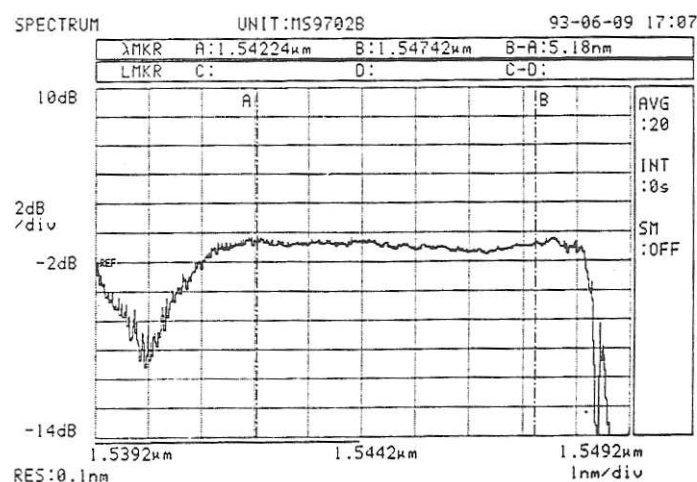


FIGURE IV.4-4: Transmittance du filtre pour  $T \approx 30.6^\circ\text{C}$  ( $V_A = 0\text{ V}$ ,  $V_C = 32\text{ V}$ ).

## IV.5 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de voir les limites imposées au fonctionnement de notre filtre par la procédure technologique. Nous nous sommes ainsi rendu compte qu'il était nécessaire de la revoir en profondeur si nous voulions obtenir les caractéristiques de filtrage (tout particulièrement la largeur à mi-hauteur de la bande spectrale) prévues par la théorie.

Nous avons de plus montré que ces problèmes devenaient prépondérant uniquement pour des filtres dont la longueur était supérieure à 30 mm, expliquant par là les résultats obtenus par d'autres équipes sur des filtres dont la largeur de la bande spectrale à mi-hauteur à  $1.55\text{ }\mu\text{m}$  était de l'ordre de 1 nm. Lorsque l'on veut gagner un facteur deux sur cette valeur, la précision technologique devient alors le facteur limitatif prévenant l'atteinte aisée de l'objectif de 0.5 nm.

On remarquera que le type de composant que nous avons réalisé est, par essence même, très sensible à ces aléas technologiques.

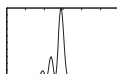
En effet, la conversion de polarisation, base du mécanisme de filtrage, s'effectue par l'addition en phase d'effet de conversion partielle obtenue dans chaque section de conversion. Toute irrégularité de phase aura un effet destructif important sur ces interférences, pervertissant l'effet global du convertisseur.

Au contraire, lorsque l'on utilise d'habitude l'effet électro-optique (dans les modulateurs ou les coupleurs, par exemple) on s'intéresse uniquement à un effet de déphasage moyen sur une certaine longueur de propagation, sans être intéresser par sa valeur locale. L'hétérogénéité de la différence d'indice de phase est masquée par cette moyenne effectuée sur toute la longueur active du composant.

On comprend donc mieux pourquoi notre modèle simple du chap. II prévoyait facilement le comportement du filtre lié aux sections d'accord mais s'effondrait dans la prédiction de la transmittance spectrale en intensité, celle-ci étant bien évidemment très directement liée aux sections de conversion, donc à ses imperfections.

Ces résultats, que nous avons établi ici pour notre filtre électro-optique, sont beaucoup plus généraux et s'appliquent à tous les filtres que nous avons décrits dans le §I.3 comme fonctionnant selon le principe du couplage sélectif entre deux ondes.

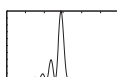
On retrouve ainsi les effets d'accroissement des lobes latéraux souvent visibles sur les



filtres acousto-optiques, ainsi que leur limitation dans la course aux bandes étroites, d'autant plus importante que l'on remplace le problème de gravure dans notre cas, par un problème d'uniformité de vitesse de propagation d'une onde acoustique (i. e. formant la structure périodique de couplage), aux paramètres moins accessibles.

On voit aussi que pour les filtres à réseau de Bragg, malgré leur petite taille, la faible largeur de bande que l'on espère obtenir pose des problèmes de précision très important limitant l'intérêt que l'on peut leur porter et expliquant la grande difficulté à les obtenir.

Il nous reste maintenant à voir quelques exemples d'application de notre composant ainsi que ses perspectives d'amélioration.



## Improved LiNbO<sub>3</sub> Technology for Reducing Sidelobe Asymmetry in Mode Converter-Based Wavelength Filters

Franck CHOLLET and Jean-Pierre GOEDGEBUER

*Laboratoire d'Optique P.-M. Duffieux, UMR CNRS 6603, Institut des Microtechniques, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon Cedex, France*

(Received March 30, 1998; accepted for publication July 17, 1998)

We present an experimental explanation of the sidelobe amplitude increase generally observed in LiNbO<sub>3</sub> polarization converter-based wavelength filters. We propose a simple improved LiNbO<sub>3</sub> process to avoid this problem and show experimental results that confirm our hypothesis.

**KEYWORDS:** optical filter, sidelobe, manufacturing defects, spin-coating

### 1. Introduction

Wavelength division multiplexed networks require spectral filters with a high selectivity and that can be tuned electrically over a broad spectral range. One of the possible solutions that have been studied recently relies on LiNbO<sub>3</sub> integrated polarization converters used as tunable spectral filters with a potential linewidth of 1 nm. The transmittance of such filters is well known<sup>1)</sup> and features a 100% central lobe, surrounded by periodic sidelobes whose amplitude decreases symmetrically with respect to the center lobe. The level of the first sidelobes is theoretically about  $-9$  dB below the maximum transmittance of the filter. However, experimental filters generally exhibit an asymmetric apodization of the sidelobes<sup>2)</sup> and the first sidelobe level may be as high as  $-5$  dB, preventing practical use of the device.<sup>3)</sup> This effect was modeled using the Jones formalism in acousto-optic filters<sup>4,5)</sup> as well as in electro-optic ones,<sup>6)</sup> as the consequence of a monotonous increase of the birefringence from the waveguide ends toward the center of the device. The sidelobe level is shown to be proportional to the filter length and to the amplitude of the birefringence deviation.<sup>7)</sup> A 23 mm-long device operating at  $1.55 \mu\text{m}$  wavelength with a 1 nm full width at half maximum (FWHM) exhibits a sidelobe level as high as  $-3$  dB for a birefringence increase of  $18 \times 10^{-5}$  between its center and each of its ends (Fig. 1). Few valid considerations that could explain this monotonous birefringence increase between the device ends and its center have been presented up to the present. In acousto-optic devices, early explanations attributed birefringence variations to a temperature gradient induced by acoustic wave absorption.<sup>4)</sup> However later experiments showed that this effect also exists for low driving power,<sup>5)</sup> pointing out that temperature was not the only reason for the sidelobe asymmetry. Electro-optical filters also present a similar behavior.<sup>6)</sup> Though the sidelobe increase usually affects the low wavelength side of the filter transmittance<sup>4,6–8)</sup> it does sometimes modify the high wavelength side.<sup>2)</sup> Sometimes this effect is not observed at all. This anomalous behavior calls for a deeper understanding of its source. We propose in this letter an explanation of the origins of the birefringence deviation in a filter and establish its magnitude from numerical simulations and measurements. Next we describe how the lithium niobate process can be improved to cancel this effect. Finally we show the evolution of the filter transmittance obtained with and without the improved process and discuss literature results.

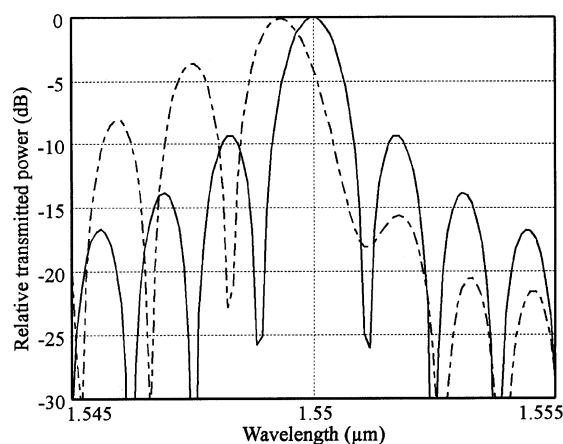


Fig. 1. Theoretical transmittance of a 23mm-long filter (solid line) without any birefringence deviation (dashed line) with a parabolic increase of birefringence of  $18 \times 10^{-5}$  between the ends and the center of the filter.

### 2. Even Birefringence Gradient Induced by the Process

The large dispersion in the sidelobe behavior observed experimentally in LiNbO<sub>3</sub> filters suggests its origin be in the technological process rather than in a hidden fundamental cause neglected by models. It has already been pointed out<sup>4,7)</sup> that the birefringence gradient is likely to be induced by variations of the waveguide width or of the diffusion depth. Considering the standard LiNbO<sub>3</sub> technology,<sup>9,12)</sup> it appears that the main birefringence gradients are likely to stem from an irregular patterning of the titanium stripe. The other process parameters, *e.g.* the temperature during diffusion or the thickness of the titanium layer, are likely to remain constant over the waveguide length which is typically of 3 cm for a LiNbO<sub>3</sub> filter with a 1 nm linewidth. To check this assumption, we first computed using the effective index method<sup>13)</sup> the birefringence of a LiNbO<sub>3</sub> singlemode waveguide for different values of the waveguide width around  $8 \mu\text{m}$ , taking a titanium thickness of  $800 \text{ \AA}$  and a diffusion depth of  $3.5 \mu\text{m}$ . The deviation rate of the birefringence for variations around the nominal value of  $8 \mu\text{m}$  was found to be  $-41 \times 10^{-5}/\mu\text{m}$ . Thus, the  $18 \times 10^{-5}$  local birefringence decrease in the waveguide used in the previous example may be attributed to an increase of  $0.5 \mu\text{m}$  of the waveguide width between the center and the ends of the substrate.

In order to find out the reason of such a width variation of the titanium stripe, we measured with an optical profilometer

the variation of the thickness of a photo-resist spin-coated on a 55 mm-long substrate. The typical profile is illustrated with a solid line in Fig. 2. Similar results were obtained with a large range of speed and with various resist viscosities. With photo-resists exhibiting a low viscosity i.e., with thickness smaller than the wavelength, this irregular thickness distribution can be directly observed using Newton's achromatic fringes in white light. The reason is due to the usual way  $\text{LiNbO}_3$  crystals are prepared before titanium deposition and waveguide patterning. Instead of processing a whole round wafer as commonly used in microelectronics, niobate samples are usually cut out from the wafer before processing. Actually  $\text{LiNbO}_3$  is a very brittle material and sawing sample after (instead of before) diffusion of titanium could cause cracks to appear in the region where stresses are the highest i.e., in the in-diffused waveguide. Thus the rectangular shape of a  $\text{LiNbO}_3$  substrate induces side effects when the resist is spin-coated.<sup>10)</sup> The laminar spin coating is replaced by an airflow regime, flushing resist to an irregular, but quasi-symmetrical (with respect to the center of the substrate), thickness profile along the length of the substrate. During the UV insulation, as the full sample surface receives the same power density, thinner parts are over-insulated, while thicker ones may be under-insulated.<sup>11)</sup> Later processing and titanium etching convert the symmetrical resist profile into a similar variation of the titanium stripe width along the crystal. For 70 mm-long crystals and thin photo-resist we measured a width deviation up to  $1\text{ }\mu\text{m}$  between the ends and the center of the sample. It seems that thicker photo-resists (less viscous) improve uniformity because the relative thickness variations are less important in this case but such photo-resists are plagued by their low spatial resolution. However in every case the width deviation measured along the titanium stripe was above  $0.5\text{ }\mu\text{m}$ . Thus, in order to prevent this behavior we used a spinner head with a thick rubber structure and a cover as shown in Fig. 3, to shield the sample from the air flow coming from all the directions and to allow a better laminar flow of resist during spin-coating. The plastic cover placed over the substrate also prevents the solvent to evaporate too rapidly insuring better flow of the polymer. With this simple device we obtained a thickness uniformity that was below the accuracy of our optical profilometer ( $\pm 100\text{ nm}$ ). The typical resist profile is

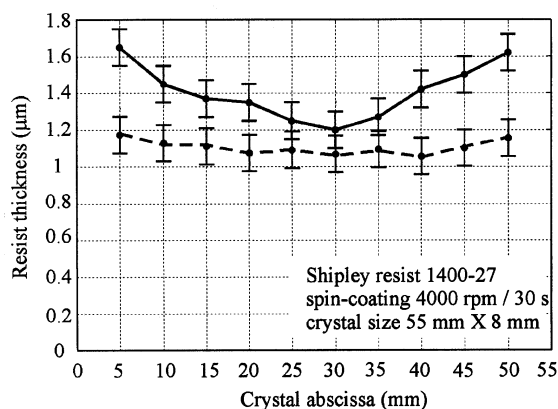


Fig. 2. Experimental profile of the Shipley's 1400-27 photo-resist spun at 4000 rpm on a 55 mm-long rectangular  $\text{LiNbO}_3$  substrate with (solid line) a standard spinner head or with (dashed line) the improved spinner head.

shown with dashed line in Fig. 2. In order to decrease further the impact of the irregular resist profile at the sample ends, we also used samples longer by 1 cm than required. They were then reduced to their final length by a polishing process. In these conditions, in a 55 mm-range around the center of the substrate, we could no more observe the systematic deviation of width along the titanium stripe. According to the precision of our line measurement device this means that the average linewidth deviation was reduced to below  $0.2\text{ }\mu\text{m}$ .

Figure 4 presents experimental results showing the filter transmittance improvement obtained with 25 mm-long devices when using the shielded spin-coating process. The waveguide nominal width was  $8\text{ }\mu\text{m}$  and it was patterned in an  $800\text{ }\text{\AA}$ -thick titanium layer deposited by e-beam evaporation. Titanium diffusion was carried out during 8 hours at  $1020^\circ\text{C}$  in a water rich flowing  $\text{O}_2$  atmosphere. Evaporated Al electrodes were then deposited on an  $180\text{ nm}$  thick  $\text{SiO}_2$  buffer layer. The period of the grating electrodes used for mode conversion was  $21.2\text{ }\mu\text{m}$ , yielding a central lobe around the wavelength of  $1.55\text{ }\mu\text{m}$ . We observe a significant improvement in the level of the sidelobes while the FWHM is almost unaffected. Comparison with the theoretical results in Fig. 1 is very good and confirm the almost complete suppression of the birefringence deviation in the filter fabricated with the improved process. Moreover this comparison shows that the magnitude of the birefringence deviation induced by the standard process is about  $18 \times 10^{-5}$  and can be fully attributed to the observed  $0.5\text{ }\mu\text{m}$  average increase of the titanium stripe

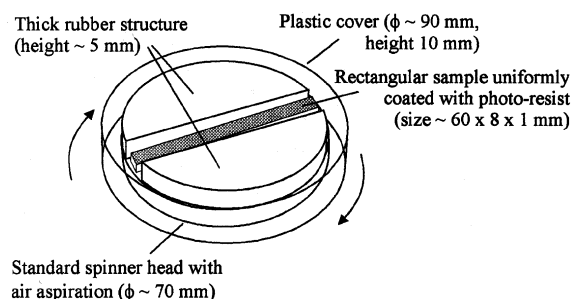


Fig. 3. Airflow shielded spinner head.

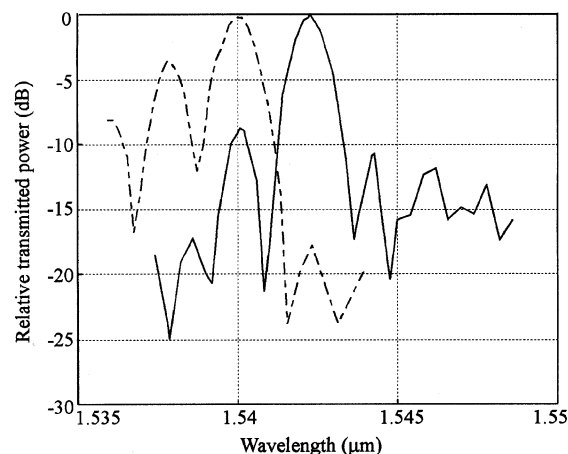


Fig. 4. Experimental transmittance for (dashed line) the usual and (solid line) the improved spin-coating process.



width between the center and the two ends of the filter. The larger shift of the central wavelength observed experimentally may be attributed to slight difference in the diffusion condition of the two filters.<sup>7)</sup>

### 3. Conclusion

We proposed an explanation for the increase of the sidelobe level observed for short wavelengths.<sup>5,8)</sup> In the case of filters in which the increase in the sidelobe level is observed for long wavelengths,<sup>2)</sup> the waveguides are patterned using lift-off, while our discussion stands for standard photolithography. In the case of lift-off, the irregular resist profile narrows the waveguide at each ends of the sample. This can be described as a monotonous decrease of the birefringence from the waveguide ends to the center instead of an increase as discussed here. Simulations confirm that this dependence induces sidelobe with a high transmittance for long wavelengths. We reported the influence of the photo-resist profile on the transmitted power-spectrum of polarization converter-based wavelength filters. A significant decrease of the sidelobe asymmetry was obtained with a modification of the spin-coating process. This improvement has been a major step in the ability of our laboratory to fabricate a narrow wavelength filter used in a tunable fiber laser.<sup>14)</sup> It should be noted that fabricating the filter on round crystal wafer would greatly re-

duce the effects observed in this paper. However the presence of square crystal wafers in manufacturer catalogue<sup>15)</sup> shows that the need for prototypes and for small series is still important, whose yield may be greatly improved by following the simple technique described here.

- 1) A. Yariv and P. Yeh: *Optical Waves in Crystals* (Wiley, New-York, 1984) Chap. 6.
- 2) F. Heismann, L. Buhl and R. Alferness: *Electron. Lett.* **23** (1987) 572.
- 3) D. Smith, J. Baran, K. Cheung and J. Johnson: *Appl. Phys. Lett.* **56** (1990) 209.
- 4) W. Trutna, Jr., D. Dolfi and C. Flory: *Opt. Lett.* **18** (1993) 28.
- 5) D. Smith, A. D'Alessandro and J. Baran: *Appl. Phys. Lett.* **62** (1993) 814.
- 6) F. Chollet: PhD Dissertation n°441 (Université de Franche-Comté, Besançon, 1995) [in French].
- 7) F. Chollet, J.-P. Goedgebuer and G. Ramantoko: submitted.
- 8) I. Croston, A. Carr, N. Parsons, S. Radcliffe and L. St. Ville: *Electron. Lett.* **29** (1993) 157.
- 9) R. Schmidt and I. Kaminow: *Appl. Phys. Lett.* **25** (1974) 458.
- 10) W. Dauhgtton and F. Givens: *J. Electrochem. Soc.* **129** (1982) 173.
- 11) F. Dill, W. Hornberger, P. Hauge and J. Shaw: *IEEE Trans. Electron. Dev.* **22** (1975) 445.
- 12) M. Fukuma and J. Noda: *Appl. Opt.* **19** (1980) 591.
- 13) G. Hocker and W. Burns: *Appl. Opt.* **16** (1977) 113.
- 14) F. Chollet, J.-P. Goedgebuer, H. Porte and A. Hamel: *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8** (1996) 1009.
- 15) See for example, Crystal Technology: general catalogue (1996).



# Limitations imposed by birefringence uniformity on narrow-linewidth filters based on mode coupling

Franck Chollet\*

Jean-Pierre Goedgebuer

Gadang Ramantoko

Université de Franche-Comté

Laboratoire d'Optique P.-M. Duffieux

UMR CNRS 6603

Institut des Microtechniques

F-25030 Besançon Cedex

France

**Abstract.** Integrated tunable narrow-linewidth wavelength filters based on TE-TM mode conversion require a high quality processing. The discussion is based on numerical simulations of typical technology-induced defects and on a comparison with experimental results. We show that uniformity of the LiNbO<sub>3</sub> crystal growth currently limits the linewidth to about 0.6 nm for spectral filters operating at 1.55  $\mu\text{m}$ . Moreover, such a filter would require a technology with strict conditions of uniformity over several centimeters. The discussion is focused on electro-optic filters but the results can be extended to any device based on codirectional mode coupling, such as acousto-optic filters. © 2001 Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers. [DOI: 10.1117/1.1418711]

Subject terms: integrated optics; tunable filters; birefringence; apodization; modes coupling; optical fabrication.

Paper 010038 received Feb. 8, 2001; revised manuscript received June 26, 2001; accepted for publication June 28, 2001.

## 1 Introduction

Wavelength division multiplexing (WDM) or optical frequency density multiplexing (OFDM) require key devices such as multiple wavelength laser sources, frequency converters, and tunable narrow-linewidth spectral filters.<sup>1</sup> Though DBR and DFB laser diodes have already attained very good performance in terms of power, wavelength agility, and narrow linewidth,<sup>2</sup> manufacturing integrated tunable narrow optical filters poses a number of technological problems that still remain to be solved. Much work has been devoted during the last 15 years to develop tunable narrow filters based on various physical principles: cascade of Mach-Zehnder interference filters,<sup>3</sup> asymmetrical directional couplers,<sup>4</sup> Bragg reflector grating filters,<sup>5</sup> acousto-optic filters,<sup>6</sup> and electro-optic filters.<sup>7</sup> We deal more specifically with the limitations imposed by the technological process on the linewidth of the last two types of filters based on TE-TM mode conversion. Two main parameters, the coupling coefficient and the phase birefringence, govern the filtering properties of such filters. Much work has been devoted to the influence of the coupling coefficient on the filter transmittance,<sup>8</sup> but the influence of phase-birefringence defects seems to be underestimated in most of the results reported so far. The latter are so small (typically a few  $10^{-5}$ ) from a region of a waveguide to the next that they can hardly be directly measured. However, in the specific case of spectral TE-TM converters/filters with a narrow linewidth, i.e., based on long interactions of light within the waveguide, their resulting cumulative action is responsible for large distortions in the spectral transmission curve.

In Sec. 2 we briefly recall the principle of a TE-TM converter filter and the digital model used to describe its behavior when it is affected by three typical types of birefringence deviation. This allows us, in Sec. 3, to investigate the filtering limitations for mode coupling-based filters working around 1.55  $\mu\text{m}$ . In the next section, we validate our model by comparison with experimental and literature results, and we try to characterize the cause of the deviation. This allows us to develop in Sec. 5 the hypothesis that the technological process is liable for the birefringence deviations within the waveguide that affect the working conditions of the filter. We discuss at the same time the ultimate limitations of such a filter.

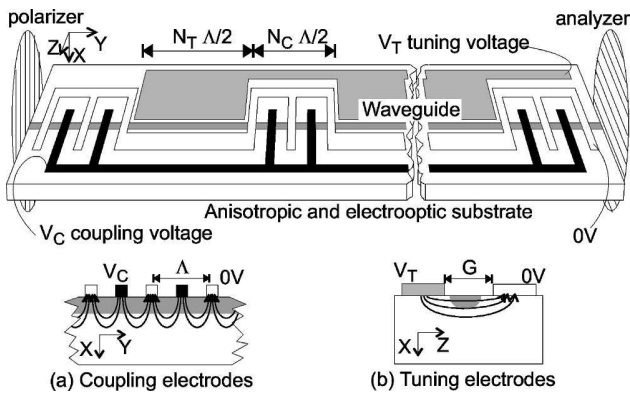
## 2 Modeling the Filtering Properties

We focus the discussion on integrated electro-optic filters, such as those reported by Alferness in Ref. 7. A complete description of the device can be found in Ref. 9 and we briefly recall its principle of operation. The device in its basic configuration consists of a tunable, wavelength selective electro-optic polarization converter set between two crossed polarizers (Fig. 1). The tunable polarization converter is formed by TE-TM mode coupler (or conversion) sections interleaved with phase shifter (or tuning) sections.

The conversion between the fundamental TE and TM modes with propagation constants  $\beta_{\text{TE}}$  and  $\beta_{\text{TM}}$ , is induced by a periodic index perturbation with a period  $\Lambda$  verifying:

$$\begin{aligned}\beta_{\text{TM}}(\lambda_0) - \beta_{\text{TE}}(\lambda_0) &= \frac{2\pi}{\Lambda} \\ \Leftrightarrow \lambda_0 &= \Delta n_{\text{ph}}(\lambda_0) \Lambda,\end{aligned}\quad (1)$$

\*Current affiliation: Nanyang Technological Univ., School of MPE, 50, Nanyang Ave., Singapore 639798; E-mail: mfachollet@ntu.edu.sg



**Fig. 1** Integrated polarization converter/wavelength filter. Insets (a) and (b) show the electrical fields along the X and Z axis induced by the interdigital and planar electrodes, respectively.

where  $\lambda_0$  is the central wavelength of the filter and  $\Delta n_{\text{ph}}(\lambda_0)$  the phase birefringence. The periodic index perturbation is created via the electro-optic coefficient  $r_{42}$  and an alternative X field induced by interdigital electrodes [inset (a) in Fig. 1]. The dispersion of Eq. (1) and the two polarizers convert this polarization conversion into a wavelength filtering. The full width at half maximum (FWHM) of the filter is ideally given by<sup>9</sup>:

$$\delta\lambda \approx 0.8 \frac{\lambda_0^2}{\Delta n_{\text{gr}}(\lambda_0)L}, \quad (2)$$

where  $\Delta n_{\text{gr}}(\lambda_0)$  is the waveguide group birefringence at  $\lambda_0$ , and  $L$  is the filter length.

Tuning the wavelength  $\lambda_0$  is obtained by changing the waveguide modal birefringence  $\beta_{\text{TM}}$  to  $\beta_{\text{TE}}$  through the electro-optic coefficients  $r_{13}$  and  $r_{33}$  with a set of tuning electrodes, which induces a Z field in the waveguide [inset (b) in Fig. 1].

Owing to the very low index difference in the waveguide, the two modes are almost pure TE and TM modes, and thus are mainly polarized along, respectively, the Z and X axis. Thus, we may use the Jones calculus<sup>10</sup> to model the behavior of the device, where the two orthogonal states of polarization are simply the two fundamental modes of the waveguide. However, instead of modeling each tuning and coupling section as a single (2,2) polarization transformation matrix, as reported by Heismann and Alferness,<sup>9</sup> we have divided<sup>11,12</sup> the device in  $N$  elementary cells of length  $\Lambda/2$ , where the matrix elements are assumed to be constant. This later simplification will appear to be not too restrictive and yields results in good agreement with the analytic formula. This numerical treatment, already used for acousto-optic filters,<sup>13</sup> allows us to evaluate the transmittance when some physical parameters change along the waveguide. Thus, the transformation matrix  $\mathbf{T}$  for the complete filter is given by

$$\begin{aligned} \mathbf{T} &= \mathbf{A} \mathbf{T}_N \mathbf{T}_{N_S(N_C+N_T)-1} \cdots \\ &\cdots \mathbf{C}_{N_C+N_T+1} \mathbf{T}_{N_C+N_T} \cdots \\ &\cdots \mathbf{T}_{N_C+2} \mathbf{T}_{N_C+1} \mathbf{C}_{N_C} \cdots \mathbf{C}_2 \mathbf{C}_1 \mathbf{P}, \end{aligned} \quad (3)$$

where  $\mathbf{P}$ ,  $\mathbf{A}$ ,  $\mathbf{C}_i$ ,  $\mathbf{T}_i$ , stand for the polarization transformation matrices of the polarizer, the analyzer, the  $i$ 'th elementary cell inside a conversion section and the  $i$ 'th elementary cell inside a tuning section, respectively.  $N_S$  is the number of coupling and tuning sections in the whole filter, and  $N_C$  and  $N_T$  are the numbers of elementary cells inside the coupling and the tuning sections, respectively.

The matrix  $\mathbf{T}_i$  of the  $i$ 'th elementary cell in a tuning section is derived by considering the first order perturbation induced on the propagation constant by the electric fields,<sup>14</sup> and is expressed as:

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_i &= \begin{pmatrix} \exp(+j\Sigma_i\Lambda/2) & 0 \\ 0 & \exp(-j\Sigma_i\Lambda/2) \end{pmatrix} \\ &\times \exp(-j\Phi_i + \Delta\Phi), \end{aligned} \quad (4)$$

where  $\Sigma_i = \Delta n_{\text{ph}}^i \pi / \lambda + \Delta\beta_{\text{TM}} - \Delta\beta_{\text{TE}}$ ,  $\Delta\beta_{\text{TM}} \approx \pi V_T / \lambda_0 G n_X^3 r_{13} \Gamma_{\text{TM}}$ ,  $\Delta\beta_{\text{TE}} \approx \pi V_T / \lambda_0 G n_Z^3 r_{33} \Gamma_{\text{TE}}$ ,  $n_X$  and  $n_Z$  are the principal indices of lithium niobate along the X and Z axes,  $\Gamma_{\text{TE}}$  and  $\Gamma_{\text{TM}}$  are the overlap coefficients between the applied electrical field and the optical field of the TE and TM modes, respectively, and  $\Phi_i = (\beta_{\text{TM}}^i + \beta_{\text{TE}}^i) \Lambda / 4$ ,  $\Delta\Phi = (\Delta\beta_{\text{TM}} + \Delta\beta_{\text{TE}}) \Lambda / 4$ .

The matrix  $\mathbf{C}_i$  in Eq. (3) is the polarization conversion matrix of the  $i$ 'th elementary cell in a coupling section, which is derived using piece-wise integration of the equations appearing in the coupled mode formalism<sup>15,12</sup>:

$$\begin{aligned} \mathbf{C}_i &= \begin{pmatrix} a_i \exp(+j\delta_i\Lambda/2) & b_i \exp(+j\delta_i\Lambda/2) \\ -b_i^* \exp(-j\delta_i\Lambda/2) & a_i^* \exp(-j\delta_i\Lambda/2) \end{pmatrix} \\ &\times \exp(-j\Phi_i), \end{aligned} \quad (5)$$

where  $a_i = \cos(\Delta_i\Lambda/2) + j\delta_i/\Delta_i \sin(\Delta_i\Lambda/2)$  and  $b_i = -j\kappa/\Delta_i \sin(\Delta_i\Lambda/2)$  with

$$\begin{aligned} \Delta_i &= \sqrt{\kappa^2 + \delta_i^2}, \\ \kappa &= \frac{\pi}{\lambda_0} \sqrt{n_X^3 n_Z^3} r_{41} \frac{V_C}{\Lambda/4} C_{\Gamma_{\text{TE-TM}}}^1 \end{aligned}$$

is the coupling coefficient, and  $\delta_i = \Delta n_{\text{ph}}^i(\lambda) \pi / \lambda - \pi / \Lambda$  is the relative phase mismatch. We have improved on the classical solution<sup>9</sup> by using the first Fourier coefficient in the development of the overlap function between the optical and electrical fields,  $C_{\Gamma_{\text{TE-TM}}}^1$ , instead of  $\Gamma_{\text{TE-TM}}$  itself.<sup>12</sup> The coupling coefficient  $\kappa$  is the same in all the cells because, as we see in Sec. 5, it seems that the process imperfections do not affect it substantially.

For TE mode input and TM output, the input polarizer and output analyzer are respectively described by the matrices  $\mathbf{P}$  and  $\mathbf{A}$  given by:

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{and} \quad \mathbf{A} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

To investigate the effects of the birefringence deviation on the transmittance profile, we take a birefringence that varies along the waveguide, that is

$$\Delta n_{\text{ph}}^i = \Delta n_{\text{ph}} + \text{dn}(i), \quad (7)$$

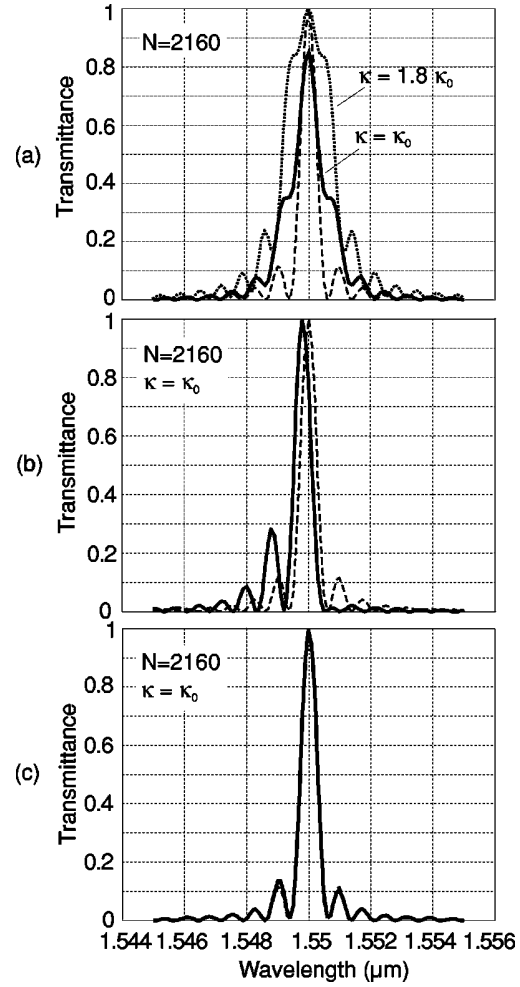
where  $\Delta n_{\text{ph}}$  is the normal birefringence and  $\text{dn}(i)$  is the birefringence deviation for the  $i$ 'th section. We choose three broad classes of deviation that are justified later: a random deviation, a symmetrical deviation with the symmetry center in the middle of the filter, and a monotone deviation.

$$\text{dn}(i) = \begin{cases} \delta n \mathcal{N}(0,1) & \text{random} \\ \pm \delta n \left( \frac{i - N/2}{N/2} \right)^2 & \text{parabolic} \\ \delta n \frac{i - N/2}{N/2} & \text{linear} \end{cases}. \quad (8)$$

We use a linear variation as the odd function needed to simulate the monotone deviation, while a parabolic variation is taken as the even function to model the symmetrical deviation. We checked that any other odd (respectively even) functions yield results similar to the linear (respectively parabolic) case. For the random case,  $\mathcal{N}(0,1)$  is the standard normal distribution ( $\mu=0$  and  $\sigma=1$ ). Figure 2 shows the filter transmittance calculated for these three types of birefringence deviation.

In the case of a monotone deviation of birefringence [Fig. 2(a)], the birefringence varies continuously along the waveguide above and below the birefringence  $\Delta n_{\text{ph}}$  at the middle of the filter. Thus the phase-matched condition in Eq. (1) is now also verified for wavelength above and below  $\lambda_0$ , increasing their transmittance and gradually merging the sidelobes with the central lobe. Moreover, the filter maximum transmittance decreases. Canceling out this later effect by increasing the coupling coefficient ( $\kappa = 1.8\kappa_0$  restores a 100% transmittance at  $\lambda_0$ ) is plagued by a further increase of the sidelobe transmittance and of the FWHM. The effect of a parabolic deviation has already been discussed for the acousto-optic filters.<sup>16,13</sup> For a negative symmetric deviation [Fig. 2(b)], the birefringence decreases at each end of the filter, with its maximum value at the middle. Thus the phase-matched condition is also verified for wavelengths lower than  $\lambda_0$ , increasing their transmittance. For a positive parabolic deviation, the effect is opposite, and we observe an increase of the sidelobes for high wavelengths and a decrease in the other side of the spectrum. Interestingly, the zeros of the transmission curve are not affected. The overall shift of the transmittance toward lower wavelengths is due to the change in the mean birefringence of the filter for the parabolic case in Eq. (8) ( $\Delta n_{\text{ph}}^i = \Delta n_{\text{ph}} + \delta n/3$ ).

When the filter features simultaneously a linear and a parabolic birefringence deviation, the transmittance features a combination of the two previous effects. Numerical simulations show that the filter characteristics can be ap-

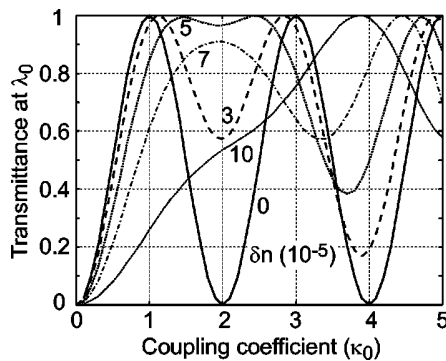


**Fig. 2** Filter transmittance for (a) linear, (b) negative parabolic, and (c) typical random birefringence deviation with  $\delta n = 5 \cdot 10^{-5}$  and  $N = 2160$ , i.e., a filter length of 46 mm. For comparison, the dashed curves show the transmittance of an ideal filter ( $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$ ,  $V_T = 0$  V). The coupling coefficient  $\kappa$  is expressed in function of  $\kappa_0 = \pi/2L N_C/N_C + N_T$  that would yield a 100% transmittance at  $\lambda_0$  for a filter with a constant birefringence.<sup>9</sup>

proximated by computing the effects of the two deviations separately. Namely, its FWHM will be the FWHM of a filter of same length with the linear deviation alone, and the level of its sidelobe will be that of a filter featuring the parabolic deviation only. This holds especially for small birefringence deviations ( $< 5 \cdot 10^{-5}$ ), even if the set of equations describing the filter behavior altered by birefringence deviation is not linear.

Comparatively, a random birefringence deviation has less impact on the filter transmittance, as shown in Fig. 2(c). Nevertheless, a random variation in the conversion efficiency for all the wavelengths is observed with a slight decrease of the maximum transmittance. Further investigations indicate that significant degradations of the filter transmittance start to be observed when  $\delta n \geq 35 \cdot 10^{-5}$ .

With this model, tuning the filter to another wavelength ( $V_T > 0$  V) creates a negligibly small degradation in the original filter transmittance. Actually, the mean birefringence in the waveguide is changed but the change induced



**Fig. 3** Calculated evolution of the maximum of transmittance versus the normalized coupling coefficient for different values of a linear birefringence deviation ( $N=2160$ ,  $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$ ).

by the tuning voltage is almost position independent and thus it does not add any birefringence gradients.

### 3 Limitations Induced by the Birefringence Deviations

We now explore the limitations introduced by the birefringence deviation when fabricating a narrow bandpass filter. Matching exactly the experimental transmittance with the simulation is a complex problem when different types of deviations are combined together. Thus, we have chosen to consider some significant features of the transmittance and tried to find a correlation with the birefringence deviation. The main limitations to consider deal with the transmittance maximum, the linewidth of the filter, and the level of the sidelobes that determines the level of cross talk in applications on dense wavelength multiplexing.

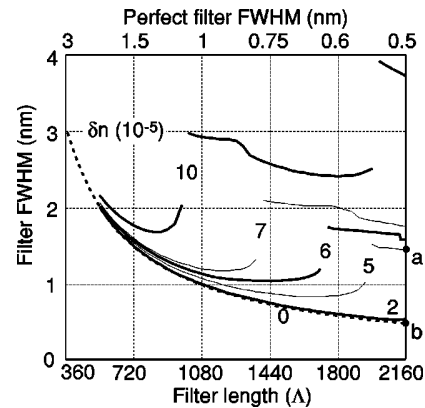
#### 3.1 Limitations Imposed on the Transmittance Maximum

In a first step, we analyze the evolution of the transmission peak of a narrow filter (FWHM = 0.5 nm) with the monotone birefringence deviation. Figure 3 shows that the sine exchange of energy, which is known to occur for a perfect filter<sup>15</sup> with  $\delta n = 0$ , evolves quickly as the birefringence deviation increases. With a  $10^{-4}$  birefringence deviation, to obtain a high conversion efficiency (20 dB or 99%), we need a coupling coefficient 3.8 times larger than that of the ideal device. Practically, this means an operating voltage 3.8 times larger than for the perfect filter.

The influence on the transmittance maximum of a random and a symmetric deviation of birefringence is very small and can be neglected in a first approximation.

#### 3.2 Limitations Imposed on the Filter Linewidth

In a second step, we computed the FWHM of filters versus their lengths for different monotone birefringence deviations (Fig. 4). As  $\delta n$  increases, the maximum transmittance of the filter is reduced, except if the coupling coefficient (i.e., the conversion voltage) is increased. Thus we used for the computation an optimal coupling coefficient defined as the lowest one yielding a maximum transmittance of 99%. For example, in the case depicted in Fig. 2(a), the optimal coupling coefficient will be  $1.8\kappa_0$ . The effective FWHM of



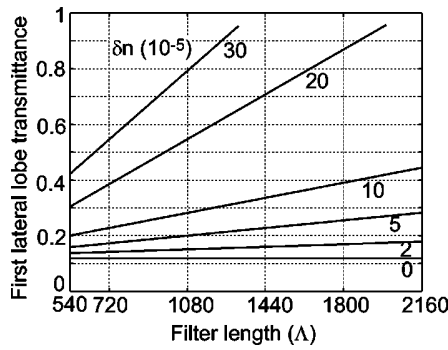
**Fig. 4** Digital simulation of the FWHM versus the filter length for different values of the linear birefringence deviation ( $\delta n$ ) and for  $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$ . The dotted curve is obtained after Eq. (2) for a perfect filter using  $\Delta n_{gr} = 0.0825$  and  $\Lambda = 21.4 \mu\text{m}$ . (We reported the values on the top scale for comparison.) For  $N=2160$ , the profile of the transmittances at points (a) and (b) are given in Fig. 2(a) for the curve with  $\kappa = 1.8\kappa_0$  and the dotted curve, respectively.

the filter is then defined as the central lobe linewidth at 50% obtained with this optimal coupling coefficient.

To validate further the numerical model expressed by Eqs. (3)–(6), we have also drawn in Fig. 4 the analytical curve given by Eq. (2) in the case of a perfect filter. The curve thus obtained is exactly superimposed with the curve  $\delta n = 0$  of the numerical model. For  $\delta n > 0$ , as the device length is increased, Fig. 4 shows that the filter FWHM decreases down to a minimum and starts to increase. In that last part of the curve, the *longer* the device is, the *wider* the filter FWHM is! This point has been completely overlooked in previous works and does not appear when using the analytical expression of Eq. (2). This effect starts earlier for large birefringence deviations as can be clearly seen in Fig. 4. This behavior can be understood by considering the interference occurring at the device output. At the central wavelength, all the partially converted waves (or wavelets) interfere constructively at the output to yield a 100% transmittance. But, this ideal situation is corrupted by the birefringence deviation that disturbs the phase of the wavelets. Thus, a reduced number of wavelets can interfere constructively at the device output. It can be overcome by increasing the local coupling coefficient, as explained before. For long devices (i.e., narrow FWHM), a very small local phase error spoils the transmittance since a very high number of wavelets is expected to interfere constructively at the device output. The jumps observed in the curves are necessary to keep the maximum transmittance above 99%. After a region where the coupling coefficient needs to be increased continuously, we have to jump to the next maximum in the transmittance. For example, in the case of Fig. 2(a), we can see in Fig. 3 that we need to have  $\kappa = 1.8\kappa_0$ , because the peak at about  $\kappa \approx \kappa_0$  has too low of a transmittance. Still, note that the jump appears substantially *after* the minimum of the FWHM curve is attained and thus does *not* affect the existence and position of the minimum.

Figure 4 also gives an estimate of the quality of the technological process needed to achieve a filter with a given linewidth. It is worth noting that to obtain a 0.5-nm-





**Fig. 5** Numerical simulation of the evolution of the first sidelobe transmittance with the device length for different parabolic birefringence deviation ( $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$ ).

linewidth filter instead of a 1-nm-linewidth filter, it is not enough to increase the device length by a factor of 2. We also need to improve the technology to decrease the magnitude of the eventual birefringence deviation by a factor of 3. Moreover, the filter length and the FWHM are not simply governed by Eq. (2); the length has to be increased substantially in comparison with a perfect filter to obtain the desired linewidth.

Again, we have also studied the limitation imposed on the filter FWHM by the magnitude of the symmetric deviation of birefringence. This effect may again be neglected in view of the large sensitivity of the lateral lobe level to such deviation, as we see now.

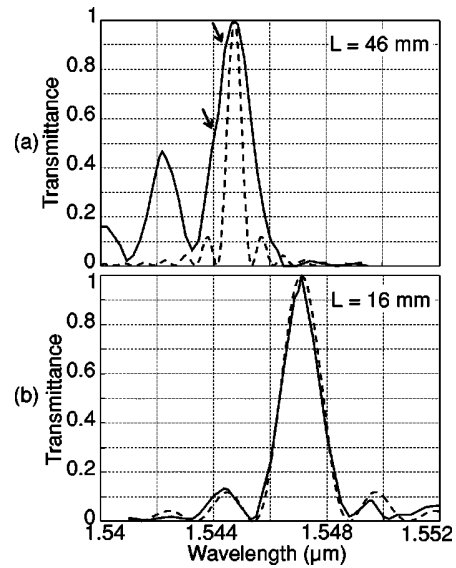
### 3.3 Limitations Imposed on the Level of the Sidelobes

Even though a symmetric deviation of birefringence has few effects on the transmittance of the main lobe and on the FWHM, it may still degrade the filter transmittance by increasing quickly the sidelobe level. In Fig. 5, the sidelobe level is plotted as a function of the filter length for different values of the parabolic birefringence deviation. For large values of  $\delta n$  ( $> 10^{-4}$ ), we observe a slight decrease of the maximum transmittance if we keep the coupling coefficient  $\kappa = \kappa_0$ . Therefore the curves are plotted using the optimal coupling coefficient as defined previously.

The relationship between the lateral lobe level and the length of the filter with a given parabolic birefringence deviation appears to be linear. If we want to keep the sidelobe level below 20% rather than 12% as expected theoretically for an ideal filter, we see that the birefringence deviation has to be very small to satisfy the requirements of a narrow-linewidth filter, for example below  $3 \cdot 10^{-5}$  for a 0.5-nm FWHM filter. The  $\delta n = 10^{-4}$  parabolic birefringence deviation discussed previously would increase the sidelobe level to 50%, making indeed the device useless in most applications.

Linear deviation of birefringence also modifies the level of the sidelobes. However, this effect is much smaller than the equivalent parabolic deviation, and thus may usually be neglected.

Finally, we may note that the effects of the parabolic deviation starts with a smaller deviation magnitude than the FWHM broadening seen before. Actually, even short filters



**Fig. 6** Experimental spectral transmission curve of (a) a 46-mm and (b) a 15-mm-long filter obtained using the same process. Dashed curves show the theoretical transmittance obtained with Eq. (3) for  $\delta n = 0$ , and  $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$ ,  $\kappa = \kappa_0 = \pi/2L$ , using (a)  $N = 2160$  and (b)  $N = 720$  elementary cells.

will be significantly affected by such deviation and it is likely that the increase in the sidelobe transmission will be observed more often than the broader central lobe, which will mainly affect long filters (i.e., filters with a FWHM  $< 1 \text{ nm}$ ).

### 4 Observation of Filter Limitations

We now use our model to comment on experimental results obtained in our laboratory and in the literature.

Figure 6 shows the theoretical and experimental spectral transmittance curves for two devices with different lengths (15 and 46 mm). The experimental results were obtained for two devices fabricated in our laboratory with the same standard process.<sup>12</sup>

We observe that the discrepancy between the experimental and theoretical curves is very large in the case of the long filter. In addition to a broader central lobe and strong asymmetrical sidelobes, the mode-coupling voltage  $V_C$  required to get the maximum transmittance is increased by a factor of 3.2 when compared with the model (10 V, with  $C_{\Gamma_{\text{TE-TM}}}^1 = 0.08$ ,<sup>12</sup> to be compared with an experimental value of 32 V). On the other hand, the short filter behaves essentially as predicted by a model where the birefringence deviation is neglected. These first results indeed show that the cause of these effects creates larger transmittance distortions for long filters than for short ones.

However, a direct measurement of the birefringence deviation is difficult to obtain (with an acousto-optic filter, the pulse-probing technique may indirectly determine such a variation<sup>17</sup>). Still we obtained an indirect proof of a monotonic birefringence gradient with the long filter by cutting it in two parts of the same length.<sup>12</sup> The two half filters featured two different center wavelengths  $(\lambda_0)_1$  and  $(\lambda_0)_2$ , spaced by 1.1 nm. This can be attributed to a mean birefringence difference of  $5.5 \cdot 10^{-5}$  along the filter, corre-

sponding to  $\delta n \approx 5.5 \cdot 10^{-5}$  in the model. In Fig. 4, the curve obtained for  $\delta n = 6 \cdot 10^{-5}$  best fits the characteristics of the two previous 15- and 46-mm-long filters. Actually, the longest ( $N=2160$ ) presents a FWHM of about 1.55 nm, slightly larger than the shortest ( $N=720$ ). Measurement errors (temperature drift) and also the coupled effects of the parabolic deviation could explain this slight discrepancy. Moreover, Fig. 2 shows that for such a birefringence deviation, the coupling coefficient of the long filter should be 3.8 times higher than its ideal value to obtain a good conversion efficiency. This is in good accordance with the experimental filter that needed an operating voltage 3.2 times higher than the expected value. The discrepancy between these two values may be attributed to a slight underestimation of the coefficient  $C_{\Gamma_{TE-TM}}^1$ .

It may be observed that the small kinks, shown by an arrow on the left part of the central lobe in Fig. 6(a) and with a period of about 0.5 nm, appear to be the remnant of the lateral lobe whose transmittance has increased due to the monotone birefringence gradient, as was simulated in Fig. 2(a).

The presence of exaggerated sidelobes in the transmittance of the polarization converter-based filters has been observed since the first publications related to the subject, with either electro-optic<sup>7,18</sup> or acousto-optic<sup>16,19</sup> filters. Clearly, the maturity of the process had a beneficial effect on the magnitude of this effect. According to Fig. 5, the increase to 45% of the transmittance of the first lateral lobe in Fig. 6(a) may be attributed to a parabolic gradient of magnitude  $10^{-4}$ . This effect should increase the transmittance of the first lateral lobe of the short filter to about 23%. However, we can see in Fig. 6(b) that its level is only about 15%, corresponding to a parabolic birefringence deviation of about  $3 \cdot 10^{-5}$ . Thus the magnitude of the deviation in the shorter filter is about three times smaller than in the longer one. This figure matches quite well with the ratio of the length of the two filters. This result suggests that the symmetric deviation of birefringence is proportional to the length of the filter.

It is confirmed experimentally that tuning the filter ( $V_T > 0$  V) imposes a negligibly small degradation in the original filter transmittance, justifying the assumption made to develop our model.

Referring to Figs. 4 and 5, it appears that the process used for the devices presented in Fig. 6 is suited for fabricating LiNbO<sub>3</sub> filters not longer than 1400 Å, i.e., 30 mm for a 1.55-μm operating wavelength. According to Fig. 4, the narrowest achievable linewidth that could be expected is about 1.1 nm (instead of 0.8 nm for a perfect filter of same length) without substantial process improvements. Incidentally, this value is similar to the lowest value often reported by different teams in the literature for a single pass filter.<sup>7,13,16,18</sup>

## 5 Origin of the Birefringence Deviations

We now have enough experimental evidence to justify the profile of the birefringence deviation chosen in the analysis. It is obvious that a random variation of the birefringence along the waveguide exists. However, it is less clear why systematic symmetrical and antisymmetrical birefringence deviations with a magnitude depending on the length of the

filter also appear. Clearly, their origin may be split in two classes, either the gradient is induced during the operation of the filter or during its fabrication.

The large dependence of the lithium niobate refractive index with temperature ( $4 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$  at 1550 nm as deduced from Ref. 20) may be at the origin of an operation-induced gradient. A difference of temperature of 2.5 K along the waveguide while the filter is operated causes a birefringence deviation of  $10^{-4}$ . Thus, thermal grease and an aluminum plate should be placed on the back of the crystal to minimize any systematic temperature gradient. For the electro-optical filter, such approach is facilitated by the absence of heat source in the device, but with acousto-optical devices it may become more complex.<sup>16</sup> In any case, the heating induced by the absorption of the light inside the waveguide, that may give rise to a monotonously decreasing gradient of temperature, may be neglected: rough calculation shows that the increase in temperature is only 0.05 K with the cooling plate.

Thus it seems that the origin of the systematic gradients have to be sought in the fabrication itself. The process used for titanium in-diffused LiNbO<sub>3</sub> integrated devices is well known.<sup>21</sup> The waveguide is fabricated by diffusing at a high temperature a thin stripe of titanium. Generally, this step is followed by the deposition of a dielectric buffer layer, before the deposition and the patterning of the electrodes.

To estimate the impact of the process parameters on the waveguide birefringence, we have used the effective index method, with the index model described by Fouchet et al.,<sup>22</sup> extended to the 2-D case with the use of the standard Fick's equation and of the classical long time diffusion approximation.<sup>12</sup> For our standard process at  $\lambda_0 = 1.55 \text{ μm}$ , the titanium width is 8 μm, the titanium thickness is 800 Å, the diffusion time is 8 h, and the diffusion temperature is 1016°C. We used a diffusion constant along the X axis of  $4.3 \cdot 10^{11} \text{ μm}^2/\text{h}$  and an activation energy along the X axis of 3.0 eV as determined separately.<sup>12</sup> These constants are slightly larger than those usually reported in the literature for a Y-cut crystal, however, X-cut crystals have received very little attention and no other results are known in the open literature. With these values, a birefringence deviation of about  $10^{-4}$  may be attributed to a variation of the titanium stripe width by 0.3 μm or thickness by 10 Å, or to a diffusion temperature gradient of 2 K.<sup>12,13</sup>

The symmetrical deviation of birefringence may be attributed to the sputtering process used to deposit the titanium layer that has been shown to produce symmetrical deviation in the thickness on a large plate. Moreover, the width of the titanium stripe is usually considered to vary randomly with the crystal abscissa, but we have shown recently<sup>23</sup> that the spinning process induces a slight symmetrical variation of the stripe width from the substrate center to each of the substrate ends. For the process used to manufacture the filters in Fig. 6(a), we measured symmetrical change in the waveguide width in the order of 0.4 μm. This value would account for a deviation of  $12 \cdot 10^{-5}$ , close to the  $11 \cdot 10^{-5}$  needed, according to Fig. 5, to explain the observed increase of the sidelobe level to 45%.

The monotone variation may also be created during the deposition of titanium when an e-beam evaporator is used. We have observed parallel interference fringes when a di-

electric material is evaporated on large size glass plates, suggesting that improper evaporation conditions result in a monotone increase of the titanium thickness with the device abscissa. Measurement of thickness variation in the order of a few Å, needed to keep the deviation to a few  $10^{-5}$ , were not possible and we could only take corrective measures blindly (e.g., two step deposition with sample reversal). Similarly, the monotone thickness variation of the SiO<sub>2</sub> buffer layer evaporated over the waveguide also modifies the birefringence within the waveguide, because the optical field does not completely vanish at the niobate-SiO<sub>2</sub> interface. During patterning of the titanium stripe, a poor contact between the sample and the mask, usually resulting in an air wedge (that will be evidenced by the presence of fringes of equal thickness), will cause a minute change in the waveguide width that will affect the birefringence. Careful operation of the mask aligner suppresses this problem. On the other hand, during the diffusion, due to the constant gas flow often used at this step of the process for different reasons, a monotone temperature gradient along the waveguide may appear if the long crystal is placed parallel to the gas flow. Checking the temperature uniformity inside the furnace should correct this behavior, and a shielded boat (e.g., a platinum box as used in some groups) could be beneficiary.

A random birefringence deviation with  $\sigma \geq 35 \cdot 10^{-5}$ , that could significantly affect the transmittance (Sec. 2), implies that 5% of the cells should present a deviation larger than  $7 \cdot 10^{-4}$  ( $2\sigma$  rule). This means a variation of 2  $\mu$ m in the waveguide width, or of 15 K in the diffusion temperature, which is rather unlikely. Hence it seems that random deviations (due to an inhomogeneous temperature bath or UV illumination, for example) will only account for small deviation in the transmittance, and large transmittance distortion can safely be attributed to the systematic deviations.

It should be noted that the variation of the period of the conversion electrodes may also introduce an equivalent birefringence deviation by changing the phase-matched condition in Eq. 1, which will probably be random.

As we suggested in the previous section, most of the cause of birefringence deviation described here obviously depends on the length of the substrate. Thus not only does the deviation of birefringence have less effect on the short filters (Sec. 3), but the magnitude of the deviation will even be smaller, decreasing further the distortion in their transmittance. Then, the fabrication of the long filter with narrow FWHM becomes a real challenge. But this thorough study has allowed us to identify the main cause of birefringence deviation, and we were able to improve our process<sup>12,23</sup> to obtain a filter with 0.7-nm FWHM.<sup>24</sup> That is, as far as we know, the best results reported so far for a single pass polarization-conversion filter on lithium niobate.

The ultimate limitation on linewidth is dictated by a cause of birefringence deviation that we have not discussed so far: the uniformity in the LiNbO<sub>3</sub>-crystal itself. Recent measurement by the NIST<sup>25</sup> using the Maker fringe analysis<sup>26,27</sup> reveals for an X-cut crystal a peak-to-peak fluctuation of the extraordinary index of  $7 \cdot 10^{-5}$  (Fig. 6 in Ref. 25). This fluctuation is linked with variations in the

LiO<sub>2</sub> molarity that do not significantly affect the ordinary index, and thus they can be taken as fluctuations of the crystal birefringence. Interestingly, as noted by the authors, these fluctuations appear to present a gradient parallel to the Y axis of about  $3.5 \cdot 10^{-5}$  superimposed with random fluctuations. If our model is applied to this data, a FWHM of 0.6 nm is the best result that can be obtained for *any* length of single-pass filter on LiNbO<sub>3</sub> (the crystal needs to be about 46 mm long). We have almost attained this limit, but new improvements, such as laser writing of the conversion electrodes<sup>28</sup> and e-beam patterning of waveguides, may be needed to reduce further the linewidth of TE-TM spectral filters.

## 6 Conclusion

We show that the influence of small systematic phase-birefringence defects within a waveguide can be very important on the filter transmittance. Their cumulative effects yield large distortions on the sidelobes and on the center transmission peak. We simulate three types of defects that were assumed to be met in a conventional manufacturing process. They yield spectral transmission curves that are in very good agreement with those observed experimentally, and confirm the validity of the model and of the assumptions. Having identified the cause of the linewidth limitation, we were able to improve our manufacturing process obtaining a filter of length 44 mm with 0.7 nm FWHM, near the limit of 0.6 nm estimated from the current crystal birefringence uniformity measured by the NIST.

Besides improving crystal growth and the fabrication process, we may use alternate structures compensating for the manufacturing defects. For example, mirror-folded structures<sup>29</sup> have the great advantage of reducing the crystal length by a factor 2 (or more if multiple total reflections are used), and of decreasing the problems related to the birefringence deviation. This structure has been reported to yield a FWHM of 0.6 nm. Another solution is to provide along the waveguide an additional short tuning section controlled with independent voltage to compensate for the phase mismatch. However, these two solutions are plagued by a higher operation complexity to obtain phase-matched conversion along the filter, because they sharply increase the number of independent voltages to adjust. Interestingly, cascaded filters have also shown good characteristics for FWHM down to 1 nm.<sup>30</sup> However, decreasing the FWHM further is hindered by the availability of large crystals.

Generalizing the present results to acoustic-optic TE-TM filters is straightforward using our model with  $N_C = N$  and  $N_T = 0$  (no tuning section).

Finally, it appears that the fabrication of a narrow TE-TM converter/filter is a very powerful tool to test the quality of fabrication processes. As we show, the analysis of the transmittance curve will help identify the problems in the fabrication steps. Moreover, their extent will be hinted at by using the curve of Figs. 4 and 5 that will decide the appropriateness of corrective measures.

## References

1. K. Nosu, H. Toba, K. Inoue, and K. Oda, "100 channel optical FDM technology and its applications to optical FDM channel-based networks," *J. Lightwave Technol.* **11**, 764–771 1993.
2. M. Okai, T. Tsuchiya, K. Uomi, W. Chinone, and T. Harade, "Corrugation-pitch-modulated MQW-DFB laser with narrow spectral



- linewidth (170 KHz)," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **2**, 529–531 (1990).
3. N. Takato, A. Sugita, K. Onose, H. Okazaki, M. Okuno, M. Kawachi, and K. Oda, "128-channel polarization-insensitive frequency-selection switch using high-silica waveguide on Si," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **2**, 441–443 (1990).
4. R. Alferness and J. Veselka, "Simultaneous modulation and wavelength multiplexing with a tunable Ti:LiNbO<sub>3</sub> directional coupler," *Electron. Lett.* **21**, 466–468 (1985).
5. J. Söchtig, "Ti:LiNbO<sub>3</sub> stripe waveguide Bragg reflector gratings," *Electron. Lett.* **24**, 845–847 (1988).
6. Y. Ohmachi and J. Noda, "LiNbO<sub>3</sub> TE-TM mode converter using collinear acoustooptic interaction," *IEEE J. Quantum Electron.* **13**, 43–50 (1977).
7. R. Alferness, "Efficient waveguide electrooptic TE $\leftrightarrow$ TM mode converter/wavelength filter," *Appl. Phys. Lett.* **36**, 513–515 (1980).
8. P. Cross and H. Kogelnik, "Sidelobe suppression in corrugated-waveguide filters," *Opt. Lett.* **1**, 43–46 (1977).
9. F. Heismann and R. Alferness, "Wavelength-tunable electrooptic polarization conversion in birefringent waveguides," *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 83–93 (1988).
10. R. Jones, "A new calculus for the treatment of optical systems: I. description and discussion of the calculus," *J. Opt. Soc. Am.* **31**, 488–493 (1941).
11. G. Ramantoko, "Étude et réalisation d'un filtre accordable intégré sur niobate de lithium," PhD thesis, Université de Franche-Comté, Besançon, France (1992) (in French).
12. F. Chollet "Réalisation d'un filtre spectral accordable étroit à 1.55  $\mu$ m en optique intégrée sur niobate de lithium. Etude des limitations imposées par la technologie," PhD thesis, Université de Franche-Comté, Besançon, France (1995) (in French).
13. D. Smith, A. D'Alessandro, and J. Baran, "Source of sidelobe asymmetry in integrated acousto-optic filters," *Appl. Phys. Lett.* **62**, 814–816 (1993).
14. A. Yariv, *Quantum Electronics*, 3rd ed., Chap. 11, J. Wiley & Sons, New York (1989).
15. A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, Chap. 6, J. Wiley & Sons, New York (1984).
16. W. Trutna, Jr., D. Dolfi, and C. Flory, "Anomalous sidelobes and birefringence apodization in acousto-optic tunable filters," *Opt. Lett.* **18**, 28–30 (1993).
17. H. Rashid, D. Smith, Z. Bao, R. Chakravarthy, M. Pathan, N. Imam, K. Kissa, and J. Kallman, "Use of radio-frequency pulse surface acoustic wave profilometry for passband engineering of acousto-optic tunable filters," *Opt. Lett.* **21**, 342–344 (1996).
18. G. Ramantoko, J.-P. Goedgebuer, and H. Porte, "Synthesis of large optical delays by mode coupling in electro-optically tunable TE-TM mode converters," *Opt. Lett.* **6**, 372–374 (1996).
19. D. Smith, J. Baran, K. Cheung, and J. Johnson, "Polarization-independent acoustically tunable optical filter," *Appl. Phys. Lett.* **56**, 209–211 (1990).
20. D. Smith and H. Riccius, "Refractive index of lithium niobate," *Opt. Commun.* **17**, 332–334 (1976).
21. R. Schmidt and I. Kaminow, "Metal-diffused optical waveguides in LiNbO<sub>3</sub>," *Appl. Phys. Lett.* **25**, 458–461 (1974).
22. S. Fouchet, A. Carencio, C. Daguet, R. Guglielmi, and L. Riviere, "Wavelength dispersion of Ti induced refractive index change in LiNbO<sub>3</sub> as a function of diffusion parameters," *J. Lightwave Technol.* **5**, 700–707 (1987).
23. F. Chollet and J.-P. Goedgebuer, "Improved LiNbO<sub>3</sub> technology for reducing sidelobe asymmetry in mode converter-based wavelength filters," *Jpn. J. Appl. Phys., Part 2* **37**, 979–981 (1998).
24. F. Chollet, J.-P. Goedgebuer, H. Porte, and A. Hamel, "Electrooptic narrow linewidth wavelength tuning and intensity modulation of an erbium fiber ring laser," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **8**, 1009–1011 (1996).
25. N. Sanford and J. Aust, "Uniformity studies of congruent LiNbO<sub>3</sub> by means of maker fringe analysis" in *Handbook of Advanced Electronic and Photonic Materials*, Hari Singh Nalwa, Ed., Academic Press, New York (2000).
26. J. Aust "Maker-fringe analysis and electric-field poling of lithium niobate," PhD thesis, University of Colorado, Boulder (1999).
27. N. Sanford and J. Aust, "Nonlinear optical characterization of LiNbO<sub>3</sub>. i. theoretical analysis of maker fringe patterns for x-cut wafers," *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 2885–2909 (1998).
28. M. Haruna, T. Kato, K. Yasuda, and H. Nishihara, "Laser beam periodic-dot writing for fabrication of Ti:LiNbO<sub>3</sub> waveguide wavelength filters," *Appl. Opt.* **33**, 2317–2324 (1994).
29. F. Heismann, M. Divino, and L. Buhl, "Mirror-folded polarization-independent wavelength filter," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **3**, 219–221 (1991).
30. F. Tian, C. Harizi, H. Hermann, V. Reimann, R. Ricken, V. Rust, W. Sohler, F. Wehrmann, and S. Westenhofer, "Polarization independent integrated optical, acoustically tunable double-stage wavelength filter in LiNbO<sub>3</sub>," *J. Lightwave Technol.* **12**, 1192–1195 (1994).



**Franck Chollet** received the electronics engineering degree from the ENSERB, Bordeaux, France, in 1991, and the doctorate degree in Sciences Pour l'Ingénieur from the Université de Franche-Comté, Besançon, France, in 1995 for his work on integrated optics devices for the CNET (France Telecom). He was then with LIMMS, a French-Japanese laboratory, for two years, hosted by H. Fujita at the IIS, University of Tokyo, as a JSPS Post-Doctoral Fellow, where he developed optical MEMS for telecommunication. After working at LPMO, Besançon, France, on micro-cooler and LIGA processes, he became a Research Associate at the IMRE, Singapore, where he developed MEMS optical sensors and switches. Since September 1999 he has been Assistant Professor in the school of Mechanical and Production Engineering at Nanyang Technical University, Singapore, pursuing his work on optical MEMS technology.



**Jean-Pierre Goedgebuer** is a professor of physical optics at the University of Franche-Comté, France, and the director of the Laboratoire d'Optique in Besançon. He is also a member of the Institut Universitaire de France. During 1995–2000, he chaired the Electrical and Electronic Engineering Committee at CNRS, Paris. His research includes the areas of optoelectronics and integrated optics, signal processing, optics, and secure communications.

**Gadang Ramantoko:** Biography and photograph not available.



# Chapitre V

## Applications et perspectives

*“Il est temps que nous faisons une application de cette belle doctrine”  
Bossuet, Oraisons funèbres.*

Ce chapitre veut mettre en lumière quelques applications prometteuses du filtre accordable électro-optique, tout particulièrement dans le cadre d’une liaison multiplexée en longueur d’onde. On notera cependant, que bien que ce système ait été intensivement étudié au niveau composant, aucune application système l’utilisant n’a, à notre connaissance, été développée.

On présentera par la suite quelques perspectives de développement du dispositif, afin d’en permettre un usage plus large dans une architecture système.

## V.1 Quelques applications

Ainsi que nous le disions en introduction à ce manuscrit, l'application principale de ce composant est son utilisation dans une liaison multiplexée en longueur d'onde, soit en tant que composant de routage, soit, dans une architecture permettant la détection directe, juste devant un photodétecteur, afin de réaliser la réception du canal désiré. Un usage un peu plus original du composant a été son utilisation dans une cavité laser en anneau, afin de réaliser une source laser à fibre modulable et accordable autour de 1.55  $\mu\text{m}$ .

### V.1.1 Sélection de canal en multiplexage de longueur d'onde

Afin de permettre une discussion un peu plus précise de l'utilisation de notre composant dans une liaison multiplexée en longueur d'onde, il est bon de revenir sur les grandes lignes d'une architecture de transmission basée sur ce principe.

Comme nous l'avons vu dans l'introduction générale de ce mémoire, on peut simplement diviser un système de transmission en cinq fonctions fondamentales : l'émission, la transmission, le routage, la réception et la gestion. Dans le cas d'une architecture optique où la transmission est assurée par un multiplex en longueur d'onde afin de permettre une distribution simultanée de plusieurs informations, on attribue à chacun des  $N$  canaux de transmission une longueur d'onde  $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_N$ . On utilise ainsi une source laser par canal, permettant le codage optique de l'information, par modulation d'intensité par exemple. Tous les canaux sont ensuite mélangés puis dirigés vers les multiples utilisateurs. Lors de la transmission, afin de compenser les pertes, le signal est régénéré optiquement à l'aide d'un amplificateur à fibre, dont la bande spectrale d'amplification  $\Delta\lambda$  est limitée à environ une dizaine de nanomètres. Lors de cette transmission il peut y avoir division ultérieure du signal afin d'adresser un plus grand nombre d'abonnés. Dans cette configuration de distribution, le routage est simple puisque l'on désire que tous les abonnés reçoivent les  $N$  canaux émis. Il est possible d'imaginer des architectures où l'on attribue une longueur d'onde à chaque abonné, et non plus à chaque canal, mais la discussion plus complète de telles possibilités est hors de notre propos. Le canal d'information arrive chez l'abonné où celui-ci sélectionne le canal  $i$  désiré au moyen d'un filtre spectral. Si l'information est codée par modulation d'intensité, il suffit de placer une simple photodiode afin d'en assurer la réception.

La Fig. V.1-1 montre les principaux éléments constituant une telle transmission.

Comme on peut le voir dans les cercles précisant le spectre du signal aux points considérés, le filtre accordable, qui assure la sélection du canal  $i$ , doit opérer sur un spectre de raies. Ce facteur est très important étant donné l'importance des lobes latéraux que présente la caractéristique du filtre et il devient alors probable que l'écart spectral entre canaux connaisse une valeur optimale.

Afin de permettre son évaluation nous allons définir un taux de diaphonie total en calculant dans une fenêtre de 10 nm (gamme d'amplification des amplificateurs à fibre), le recouvrement existant entre un spectre de raies gaussienne de largeur 0.01 nm (i. e.  $\approx 1$  GHz) d'écart spectral variable, sensé représenter le signal multicolore haut débit, et la transmittance spectrale du filtre. On a alors :

$$\text{diaph} = 10 \cdot \log \left( 1 - \frac{\Gamma_0}{\Gamma} \right) \quad (\text{V.1-1})$$



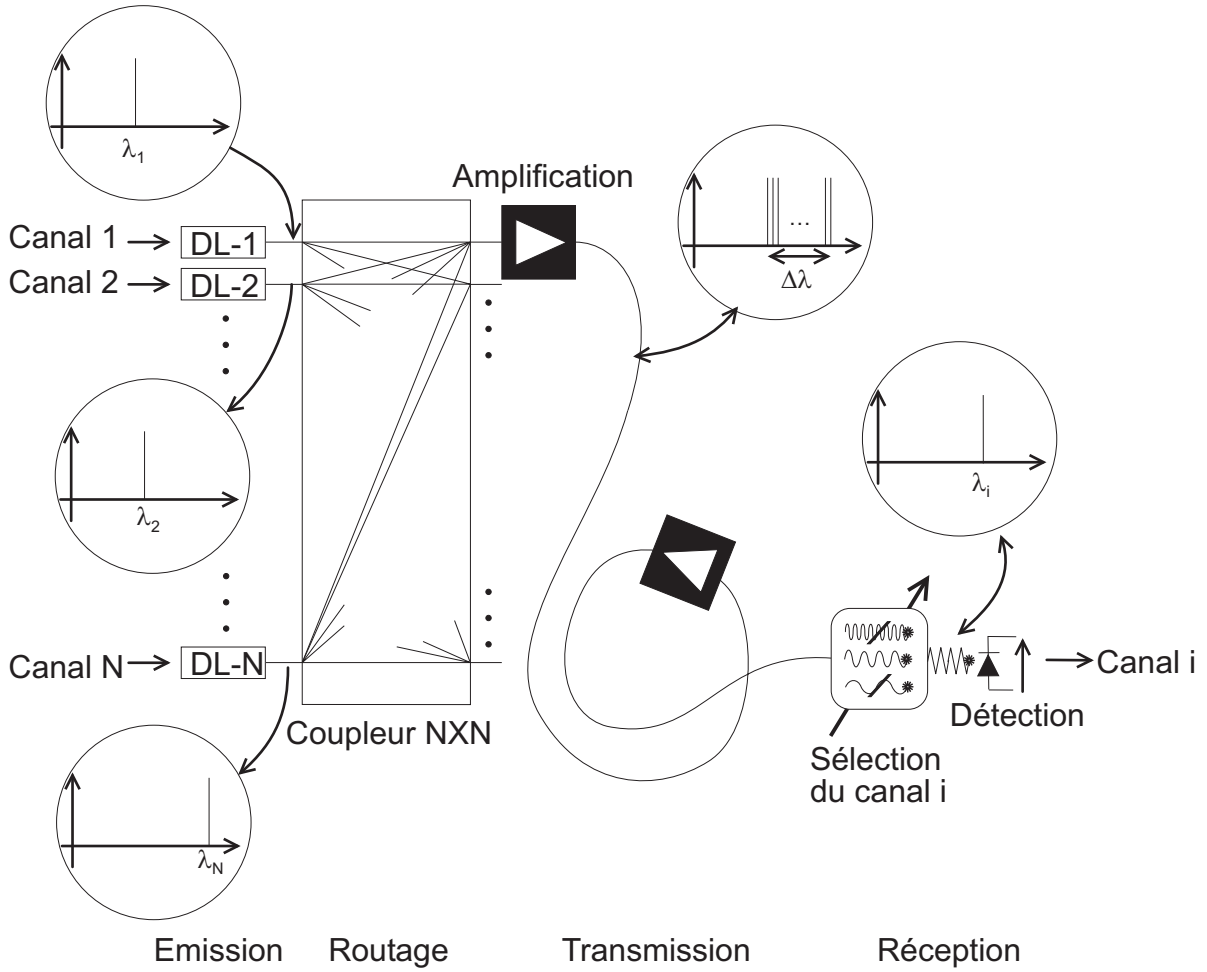


FIGURE V.1-1: Configuration type d'une distribution en multiplexage de longueur d'onde.

avec diaph taux de diaphonie en dB,  $\Gamma_0$  recouvrement entre le signal et la transmittance spectrale du filtre pour un écart spectral entre canaux infini et  $\Gamma$  recouvrement entre le signal et la transmittance spectrale du filtre.

Ce taux de diaphonie est relié assez directement au taux d'erreur que l'on peut attendre sur la liaison. La Fig. V.1-2 présente son évolution lorsque l'écart spectral entre les canaux varie entre 0.2 nm et 3 nm. La transmittance spectrale de filtrage utilisée est celle d'un filtre parfait de longueur 45 mm, présentant donc une largeur à mi-hauteur de 0.5 nm.

On notera que l'on s'est placé dans le cas le plus défavorable, tous les canaux étant utilisés en même temps et le filtre sélectionnant le canal situé au centre de la bande spectrale de 10 nm. On a placé pour référence sur la figure le filtre comportant sept Mach-Zehnder en cascade, utilisé dans l'essai de transmission à 100 canaux de NTT, dont nous avons parlé dans l'introduction à ce mémoire et dans le chap. I [14].

Avec ce composant, pour la liaison considérée (100 canaux), notre critère vaut -10 dB. Nous prendrons donc cette valeur comme limite permettant d'obtenir une transmission par WDM suffisamment fiable, par rapport à des critères de télécommunication, pour l'utiliser en pratique<sup>1</sup>. Dans notre cas, on voit que le taux de diaphonie présente des minima très marqués, espacés régulièrement et il conviendra alors d'utiliser une source multicolore dont

1. Il est évident que la diaphonie entre canaux n'est pas le seul critère permettant de déterminer la

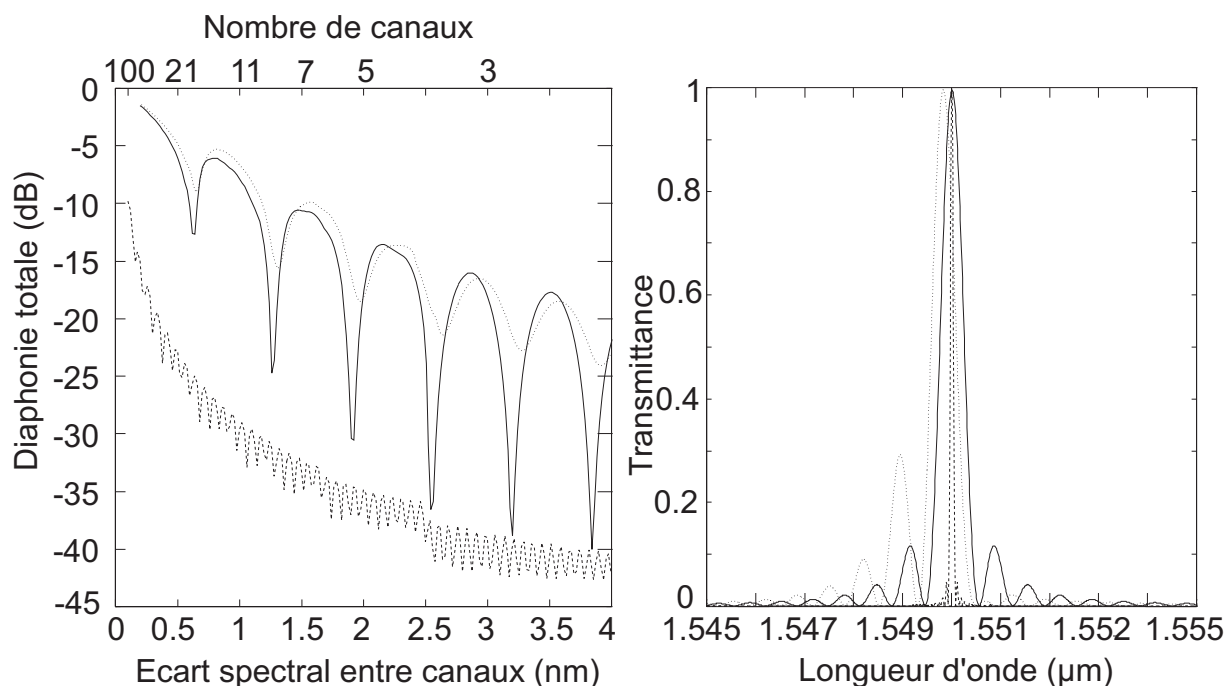


FIGURE V.1-2: Evolution du taux de diaphonie total en fonction de l'écart spectral entre canaux (et du nombre de canaux) pour : (trait plein) un filtre de Šolc intégré parfait de largeur spectrale à mi-hauteur de 0.5 nm, (pointillés) le même filtre perturbé par une variation quadratique de la différence d'indice de phase, (tirets) une cascade de sept Mach-Zehnder. Transmittance spectrale en intensité théorique de ces trois filtres.

les canaux sont espacés de 0.65 nm pour minimiser le taux de diaphonie. On obtiendra alors bien 16 canaux dans le domaine spectral de 10 nm et le taux de diaphonie total sera alors le même que si les canaux étaient espacés de 1.7 nm. En observant la courbe, on remarque qu'il sera difficile d'augmenter le nombre de canaux au-dessus de 16, sans faire dépasser à notre critère la valeur limite que nous nous sommes fixée de -10 dB.

De plus, en l'état actuel de nos résultats expérimentaux, nous ne disposons pas d'un filtre parfait dont la largeur spectrale de la bande passante à mi-hauteur soit de 0.5 nm. Or, malgré un espacement convenable des canaux, l'accroissement des lobes latéraux de la transmittance spectrale du filtre augmente le taux de diaphonie bien que la transmittance spectrale du filtre passe par zéro entre chaque lobe. Si l'on conserve notre limite de -10 dB, le nombre de canaux utilisables avec un tel filtre est divisé par deux et passe à 8. On pourra toujours utiliser les 16 canaux, mais en acceptant une pénalité supplémentaire sur la liaison (i. e. une augmentation de la puissance en réception pour conserver le même taux d'erreurs).

Afin de tester notre composant dans une liaison par WDM, nous utiliserons le dispositif expérimental suivant :

On notera l'usage des polariseurs à fibre en entrée et en sortie du dispositif.

La Fig. V.1-4 présente un exemple de sélection de canal à la longueur d'onde de 1.547 μm.

fiabilité d'une liaison, les pertes ont, par exemple, un rôle important sur le taux d'erreur, cependant nous étudions ici l'effet de l'espacement entre les canaux dont l'influence principale est l'augmentation de la diaphonie.

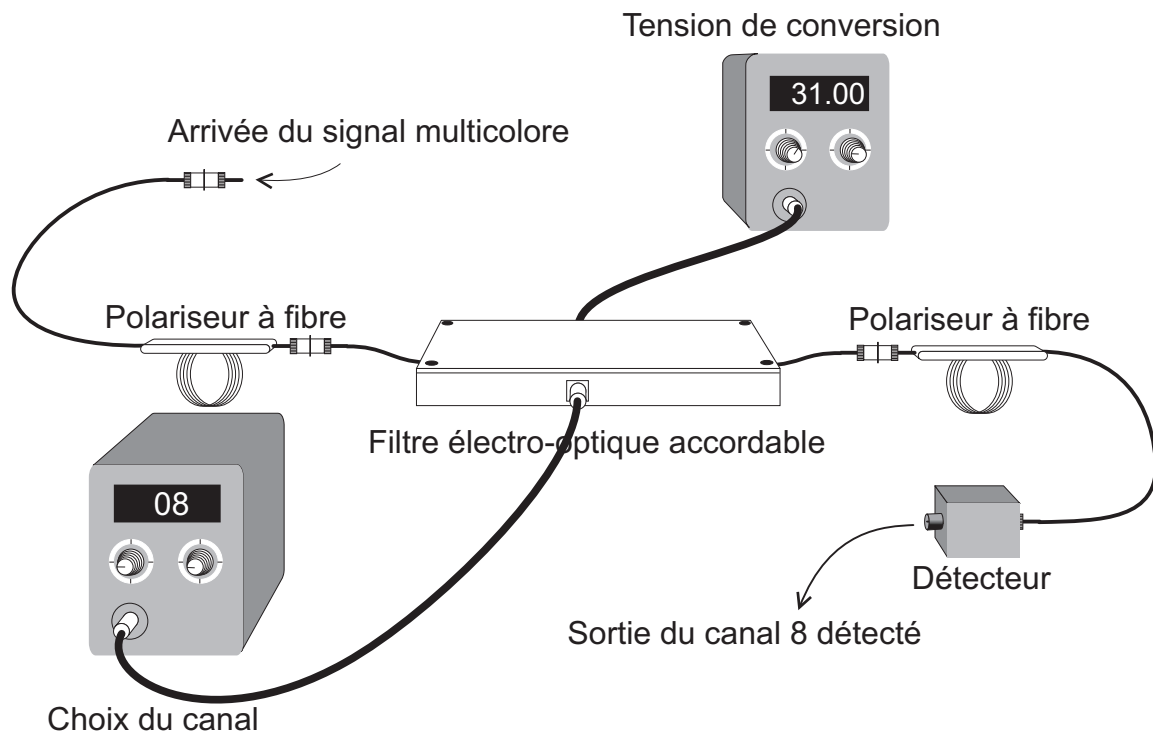
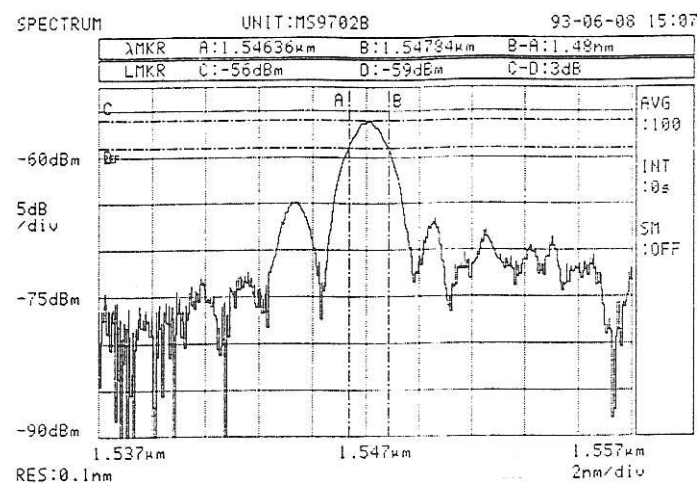


FIGURE V.1-3: Dispositif de test du filtre en détection directe.

FIGURE V.1-4: Sélection du canal situé à  $1.547 \mu\text{m}$  avec un filtre de longueur  $L \approx 16 \text{ mm}$  présentant une transmittance quasiment “parfaite”.

Épaisseur d'aluminium (nm)	Résistance de masse ( $\Omega$ )	Bande passante à -3dB (MHz)
300	270	3.6
1000	68	16.9

TABLE V.1-1: Bande passante à -3dB électrique et résistance des électrodes d'accord du filtre électro-optique.

Pour ce filtre, dont la largeur de bande à mi-hauteur est de 1.5 nm, les canaux auront intérêt à présenter un écart spectral de 1.8 nm afin de minimiser le taux de diaphonie. Nous disposerons de 6 canaux utiles dans la fenêtre spectrale de 10 nm autour de 1.55  $\mu\text{m}$  (soit à peine moins que pour un filtre ayant une largeur de bande spectrale à mi-hauteur trois fois plus faible, mais présentant une asymétrie des lobes latéraux...).

L'étude d'un système de liaison par WDM utilisant notre composant n'a pas été menée plus loin, en raison de la difficulté à disposer d'une source multi-longueur d'onde correspondant à nos spécifications. Nous avons cependant effectué la mesure de la vitesse d'accord d'un composant de 45 mm de long, afin de voir si son utilisation comme dispositif de routage dans une liaison WDM était envisageable.

L'utilisation de l'effet électro-optique permet d'obtenir une bande passante des électrodes d'accord assez élevée. Elle reste cependant bien en dessous des limites théoriques du matériau en raison de la structure complexe de l'électrode de masse, dont les nombreux zigzags compromettent la rapidité.

On a cependant pu jouer sur l'épaisseur d'aluminium des électrodes, afin d'abaisser leur résistivité linéique et d'améliorer leur bande passante. On obtient ainsi les bandes passantes du tableau Fig. V.1-1, pour une atténuation électrique de -3 dB entre les deux extrémités de l'électrode de masse avec des épaisseurs d'aluminium de 0.3  $\mu\text{m}$  (gravure chimique) et 1  $\mu\text{m}$  (gravure par RIE).

La résistance de l'électrode d'accord proprement dite, est de quelques ohms dans les deux cas, c'est bien de l'électrode de masse, et de ses zigzags, que provient la limitation de la bande passante. Il est sûr que ces valeurs peuvent sembler assez basses, d'autant plus que nous avons ici un des points où notre filtre peut montrer sa supériorité face à une architecture acousto-optique (dont la fréquence maximale d'accord semble se situer aux environs de 1 MHz).

Cependant les électrodes n'ont pas été conçues pour aller particulièrement vite, et il est possible d'augmenter simplement leur bande passante en diminuant leur capacitance, par la réduction de leur largeur, permettant d'espérer gagner là un facteur 10 [98]. De plus, comme nous le disions, la limite imposée à cette fréquence est purement technologique et rien n'empêche d'imaginer une architecture où les électrodes seraient constituées de zones planes étroites reliées entre elles par des fils d'aluminium (ou d'argent !). On supprimerait ainsi les zigzags de l'électrodes et la bande passante<sup>2</sup> dépasserait sûrement 200 MHz, tendant vers la limite structurelle, qui pour des électrodes capacitatives de cette longueur est de l'ordre de 450 MHz [53].

Enfin, les dernières mesures qui ont été faites afin de caractériser la liaison sont celles des pertes optiques totales obtenues lors du fibrage. Comme on peut le voir dans [89], elles sont très liées à la forme du champ optique dans le guide. En effet le champ

2. Dans le cas d'un filtre acousto-optique, la limite de quelques MHz imposée à la bande passante est structurelle car elle est liée à la vitesse de propagation de l'onde acoustique dans le cristal.



doit être le plus circulaire possible, si on veut obtenir la meilleure injection dans une fibre optique. On a pu voir que les deux modes ont des tailles voisines et proches de celle du champ optique dans une fibre monomode ( $\approx 9 \mu\text{m}$ ).

On a fibré un composant “amélioré” du chap. IV, dont le cristal faisait plus de 50 mm de long. On relève alors des pertes fibre-composant-fibre d’environ 7.5 dB (à  $1.3 \mu\text{m}$ )<sup>3</sup>. Il faudrait de plus y ajouter les pertes dues aux deux polariseurs à fibre nécessaire au fonctionnement du filtre. Ces pertes sont assez importantes mais il est certainement possible de gagner quelques dB, surtout au niveau des pertes de propagation qui semblent être assez fortes. L’augmentation de la profondeur de diffusion devrait aussi permettre de réduire les pertes de couplage. Toutefois, une étude systématique est très lourde à effectuer, car tout changement dans les paramètres de diffusion se traduit par une modification importante de la différence d’indice effectif, nécessitant la réalisation d’un nouveau masque (i. e. nouvelle périodicité des électrodes en peigne), ainsi que nous l’avons vu dans le chap. III.

### V.1.2 Laser à fibre accordable et modulable à $1.55 \mu\text{m}$

Ainsi que nous l’avons vu dans l’introduction à ce mémoire, une source laser accordable est un composant indispensable dans une architecture de réseau tout optique basé sur le multiplex de longueurs d’onde.

A coté des dispositifs utilisant des structures intégrées DBR et DFB multi-électrodes, ou bien encore des diodes à cavité externe, on peut obtenir une émission laser accordable en utilisant le filtre spectral que nous avons réalisé dans une cavité laser en anneau. La modulation des pertes en fonction de la longueur d’onde permet en effet la sélection d’un seul des modes de la cavité, et l’accord du filtre, en modifiant la longueur d’onde où le gain est maximal, déplacera d’autant l’émission laser.

De plus, en jouant sur la tension de conversion il sera possible d’augmenter les pertes à toutes les longueurs d’onde, et de supprimer l’émission laser.

On aura alors une modulation en tout ou rien du laser.

La Fig. V.1-5 présente le synoptique du montage expérimental.

On a tout d’abord relevé expérimentalement le spectre de fluorescence de l’amplificateur ainsi que la variation du gain en fonction de la longueur d’onde, afin de voir dans quel domaine spectral le laser sera à même de fonctionner. L’intensité de fluorescence est simplement relevé avec l’analyseur de spectre, alors que le gain d’amplification est mesuré avec une source accordable Multics, en relevant le niveau de la raie laser en entrée et en sortie de l’amplificateur.

Les données sont récupérées sur un micro-ordinateur, et permettent d’obtenir les courbes de la Fig. V.1-6.

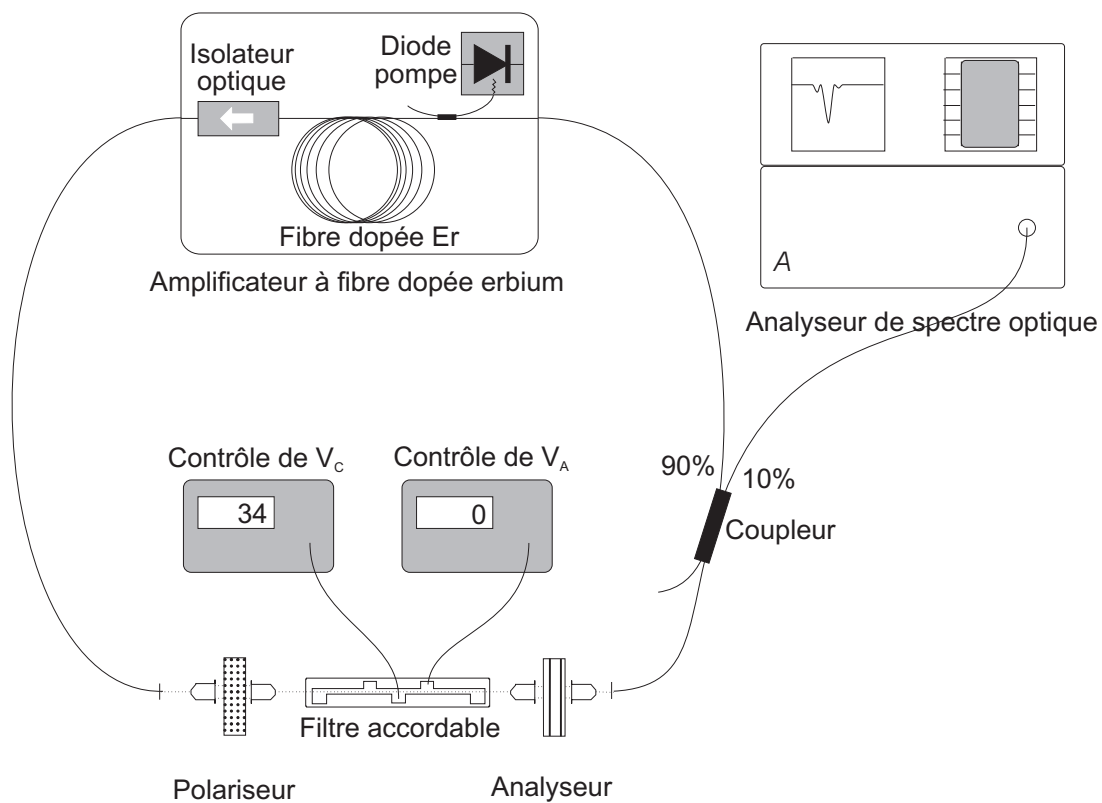
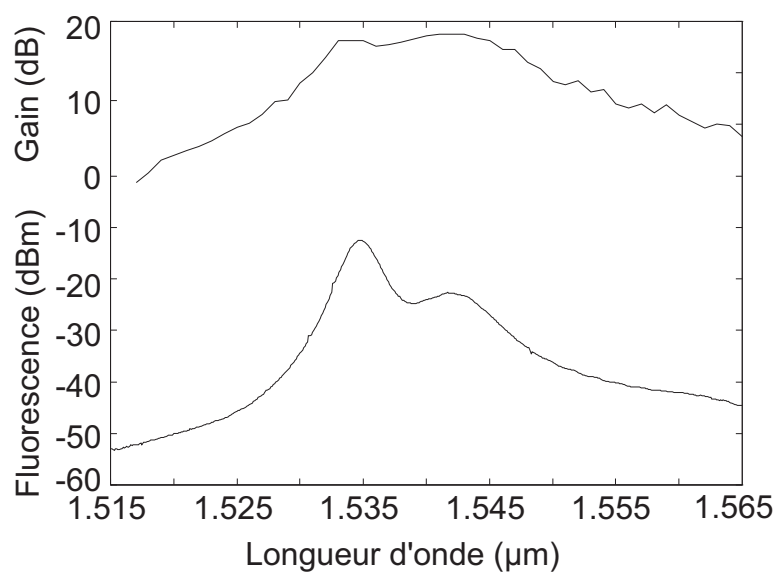
On remarque que l’intensité de fluorescence est maximale autour de  $1.535 \mu\text{m}$ , alors que la courbe de gain atteint son maximum autour de  $1.542 \mu\text{m}$ .

On relève ensuite la transmittance en intensité du dispositif lorsque la boucle est ouverte, et que le filtre est polarisé afin d’avoir une transmittance maximale, afin d’avoir une idée de la dispersion des pertes induites par le filtre électro-optique, comme on peut le voir sur la Fig. V.1-7.

---

3. Les mesures de pertes et le fibrage sont effectués à l’aide d’une source laser émettant à une longueur d’onde de  $\approx 1.3 \mu\text{m}$ , alors que le dispositif fonctionne à  $1.55 \mu\text{m}$ , car nous ne disposons pas d’une source suffisamment stable autour de  $1.5 \mu\text{m}$ .



FIGURE V.1-5: Laser accordable en anneau à 1.55  $\mu\text{m}$ .FIGURE V.1-6: Gain maximal (dB) et puissance de fluorescence (dBm) de l'amplificateur à fibre dopée erbium ( $P = 0.7$ ).



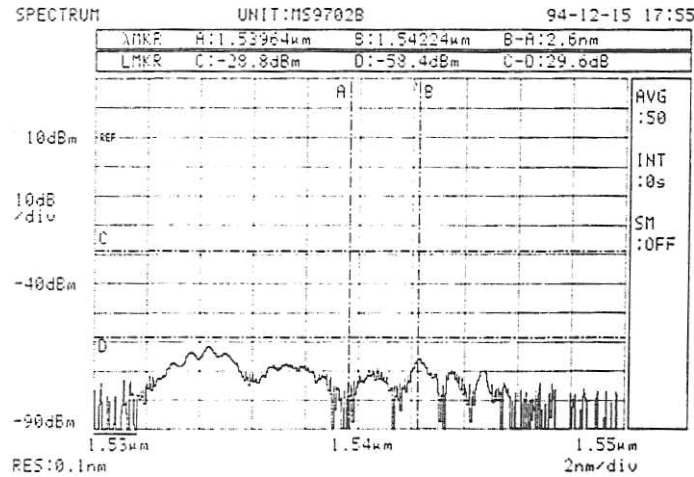


FIGURE V.1-7: Transmittance spectrale en intensité du dispositif de la Fig. V.1-6, lorsque la boucle est ouverte avec  $V_C \approx 31V$ .

On remarque que le filtrage ne fait pas apparaître de pic marqué, illustrant les problèmes de normalisation de l'observation de la transmittance lorsque le filtre est utilisé en configuration passe-bande ainsi que nous l'avons décrit dans le §II.3.3. En effet, ainsi que le montre la Fig. V.1-6, l'intensité de fluorescence présente une forte décroissance peu après  $1.542 \mu\text{m}$ , qui ne permet pas d'observer la transmittance réelle du filtre. Pour l'obtenir, il faudrait soustraire<sup>4</sup> à cette courbe l'intensité de la fluorescence, correspondant au signal d'entrée. L'observation de la transmittance du filtre en absorption (i. e. coupe-bande) nous permet aisément cette normalisation et nous reconnaissons la transmittance familière d'un "vieux" filtre, comme l'indique la Fig. V.1-8.

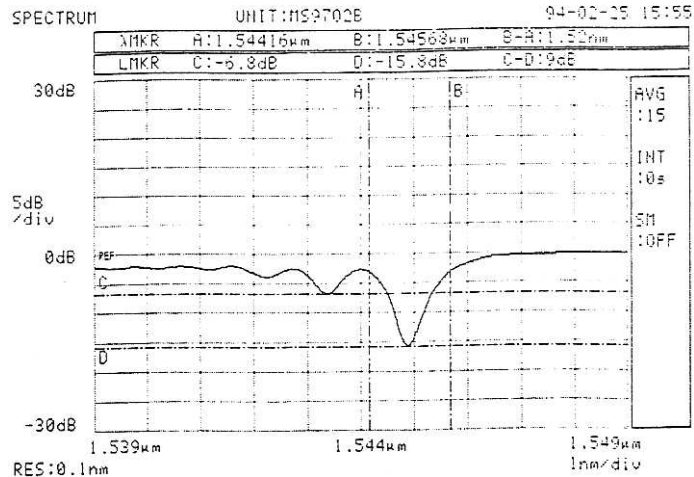


FIGURE V.1-8: Transmittance spectrale en intensité du filtre utilisé dans le laser accordable, ici en configuration coupe-bande ( $V_C \approx 31 V$ ).

On voit que pour amener le maximum de la transmittance dans la zone où le gain de l'amplificateur est maximal nous avons dû appliquer une tension d'accord de  $15 V$ .

4. On observe en effet  $S = T \cdot E$ , où  $E$  représente le spectre du signal en entrée du filtre et  $T$  la transmittance spectrale du filtre en intensité. Afin d'obtenir  $T$  à partir de  $S$  il faut diviser cette quantité par  $E$ ... ou la soustraire, si  $E$ ,  $S$  et  $T$  sont exprimés dans une échelle logarithmique.

L'étape suivante, après avoir caractérisé les divers éléments de la boucle est de la fermer. Ce qui nous permet d'observer le spectre d'émission typique de la Fig. V.1-9.

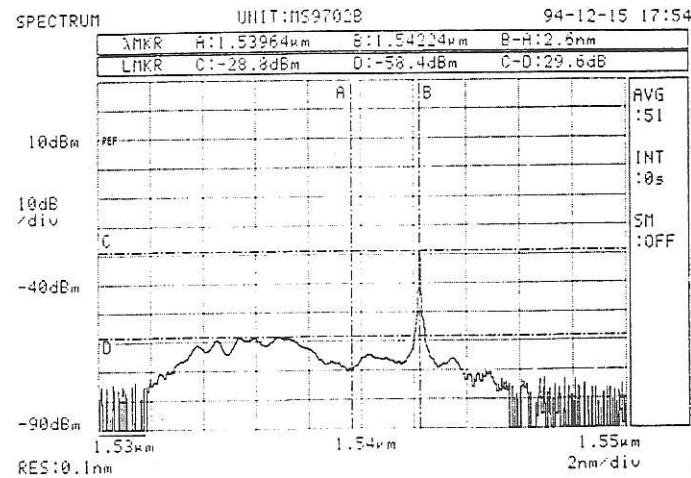


FIGURE V.1-9: Spectre d'émission du laser accordable avec  $V_C \approx 31$  V et  $V_A \approx 35$  V.

On note que l'émission laser est très au-dessus du continuum de fond, puisque l'écart atteint presque 30 dB. On peut effectuer un agrandissement de la raie d'émission afin de voir son aspect sur une plus petite gamme de longueurs d'onde, comme le montre la Fig. V.1-10.

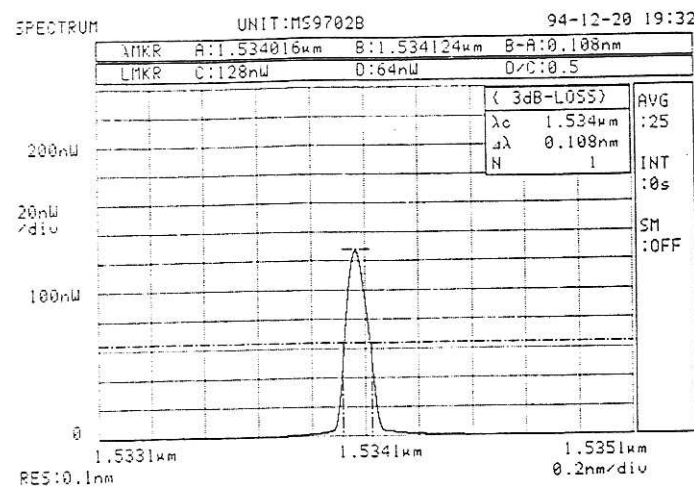


FIGURE V.1-10: Raie d'émission du laser en anneau.

La largeur à mi-hauteur de 0.1 nm, identique à la résolution de l'analyseur de spectre, nous montre simplement que la largeur de la raie est sans doute inférieure à cette valeur. Nous voyons que le filtre, bien que a priori peu étroit, permet la sélection d'un faible nombre de modes de la cavité, ainsi que cela a déjà été observé dans une cavité laser externe [99]. Nous avons en effet une diminution de la bande passante du filtre, lors des multiples passage de la lumière dans la boucle qui permettent l'établissement d'une émission stimulée laser résonnante. On remarquera que le niveau absolu n'est pas très important, mais nous pouvons observer sur la Fig. V.1-5 que la sortie du laser est prélevée en sortie du filtre. Cette configuration permet de minimiser les pertes totales dans la cavité, permettant d'obtenir l'oscillation laser et donnant une plus grande gamme d'accord comme

nous allons le voir. Cependant en plaçant la sortie (i. e. le coupleur) juste après l'amplificateur, l'émission laser serait beaucoup plus forte ( $\approx 18$  dB supplémentaire d'après la courbe de gain) et atteindrait environ 0.2 mW. On extrapole ici à partir du niveau relevé (10  $\mu$ W) à l'analyseur de spectre avec la même résolution (0.1 nm) pour une source laser de puissance 0.1 mW. Malheureusement, les composants ne sont pas réellement adaptés à l'usage que nous en faisons (le coupleur est en fait un coupleur 50/50 censé fonctionner à 1.3  $\mu$ m, la longueur d'onde centrale du filtre n'est pas placée au "bon" endroit, le filtre tout fibré n'a pu être utilisé, ...) et les pertes sont telles que les quelques dB supplémentaires qu'apporte cette modification ne permettent plus au laser de fonctionner convenablement.

Nous avons cependant pu étudier l'accord du laser en faisant varier la tension  $V_A$ . On observe ainsi pour  $V_A = 21$  V et  $V_A = 85$  V les courbes de la Fig. V.1-11.

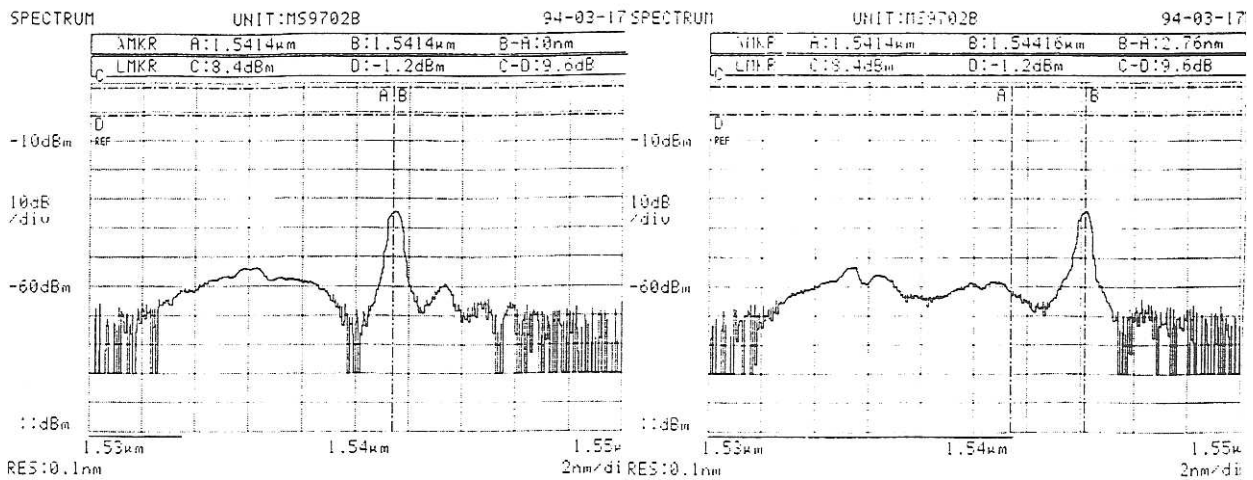


FIGURE V.1-11: Spectre d'émission du laser pour  $V_A = 21$  V et  $V_A = 85$  V ( $V_C \approx 31$  V).

On relève un taux d'accord de 0.043 nm/V, plus faible que le taux que nous avons généralement mesuré de 0.06 nm/V, parce que nous avons déposé ici une couche de SiO<sub>2</sub> de 200 nm pour essayer de réduire les pertes de propagation dans le filtre au maximum. Lors du balayage en longueur d'onde nous n'avons pas relevé de saut brusque de longueur d'onde observable à l'analyseur de spectre. Nous ne cherchons pas ici les modes de la cavité, qui étant donnée sa grande longueur sont extrêmement resserrés, mais d'éventuels effets Pérot-Fabry parasites prenant naissance entre les différentes interfaces présentes dans la boucle et ajoutant une modulation spectrale supplémentaire et incontrôlable aux pertes. On peut sans doute mettre cet avantage au crédit des pertes importantes qui existent dans l'anneau et tout particulièrement dans notre filtre. En effet, la visibilité des franges d'un Pérot-Fabry diminue très rapidement avec les pertes présentes dans la cavité.

Nous disposons donc d'au moins 25 "canaux" utilisables avec cette source dans le cas d'un usage de ce laser accordable dans une liaison par WDM.

L'observation des courbes de la Fig. V.1-6 nous montre qu'avec un filtre présentant une caractéristique "parfaite" (tout particulièrement au niveau des lobes latéraux dont le taux de conversion est environ 10 dB en dessous du taux maximal) et convenablement centré, il doit être possible d'obtenir une gamme spectrale d'émission de plus de 10 nm.

La vitesse d'accord maximale n'a pu être directement relevée, mais peut être estimée à partir de la bande passante des électrodes d'accord que nous avons mesurée dans le précédent paragraphe à 3.6 MHz et 16.9 MHz, selon l'épaisseur d'aluminium utilisée. Elle

peut être augmentée de la même façon que nous l'avons indiquée précédemment jusqu'à une valeur supposée dépassant largement les 100 MHz.

De façon plus originale, les électrodes de conversion permettent un contrôle direct de l'émission laser et permettent sa modulation en tout ou rien. En effet, en diminuant la tension de conversion on rend 'opaque' le filtre et l'émission laser s'arrête immédiatement. La façon la plus simple d'observer directement ce phénomène à la longueur d'onde de la raie d'émission laser est d'utiliser l'analyseur de spectre dans un mode un peu particulier. Nous lui demandons d'effectuer une analyse spectrale sur un domaine de largeur nulle, et alors chacun des points obtenus sur le relevé représente l'intensité lumineuse non plus à des longueurs d'onde, mais à des instants différents. L'échelle horizontale étant donnée par la durée de balayage de l'analyseur qui est d'environ 0.8 s. Ainsi en modulant la tension de conversion entre 17 V et 31 V à la fréquence de 36 Hz on relève à l'aide de l'analyseur de spectre l'évolution temporelle suivante.

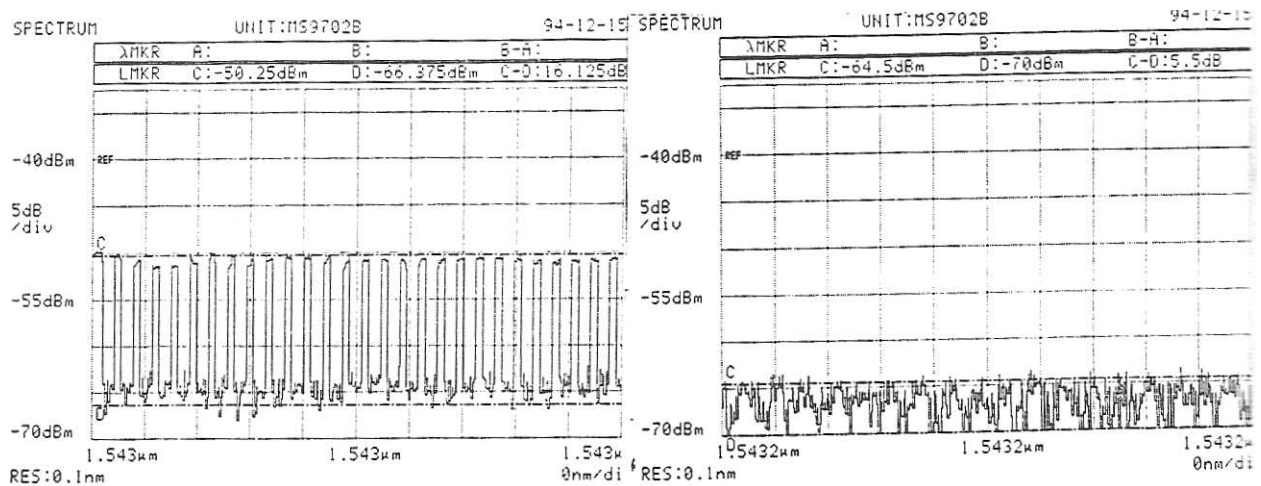


FIGURE V.1-12: Evolution temporelle (1 carreau  $\approx 80$  ms) de la raie laser ( $\lambda = 1.5428 \mu\text{m}$ ) lorsque l'on module  $V_C$  entre 17 V et 31 V à la fréquence de 36 Hz.

Cette mesure correspond exactement à l'utilisation qui pourrait être faite du filtre en détection directe dans un système de liaison WDM. L'analyseur de spectre a ici le rôle de filtre accordable et de détecteur.

Cette modulation se traduit aussi par une modification de la puissance totale émise par la source, ainsi que ce relevé de détection nous le montre :

On peut ainsi effectuer une détection directe de la modulation en remplaçant l'analyseur de spectre par un simple détecteur et un oscilloscope. On peut alors augmenter la fréquence afin d'observer la bande passante de modulation du dispositif. On présente sur la Fig. V.1-14 les résultats de cette mesure, où l'on peut voir aussi la tension de modulation  $V_C$ , pour des fréquences de 1 Hz et 25 kHz.

Au delà de 25 kHz la modulation d'intensité disparaît, et en fait dès que l'on dépasse quelques kHz on utilise la suroscillation de la réponse des électrodes.

Cette fréquence peut aussi être augmentée sans toutefois prétendre atteindre les valeurs de l'électrodes d'accord. En effet, la capacitance des électrodes de conversion est très importante car elles sont composées d'un grand nombre de dents à proximité les unes des autres, dont la longueur totale, que l'on pourrait qualifier de fractale, atteint 150 mm !



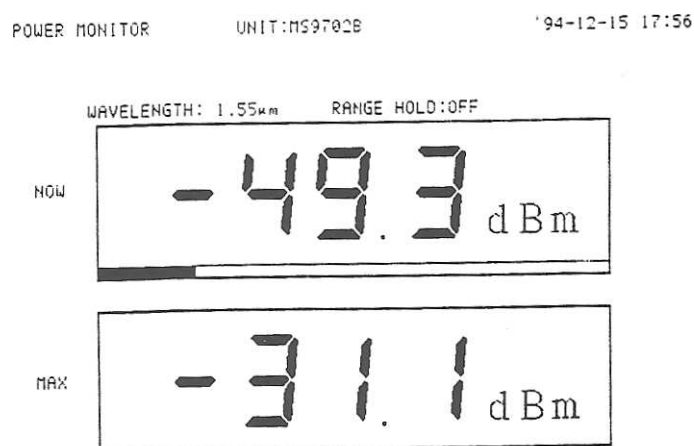


FIGURE V.1-13: Evolution de la puissance de sortie du laser lorsque  $V_C$  varie entre 17 V et 31 V.

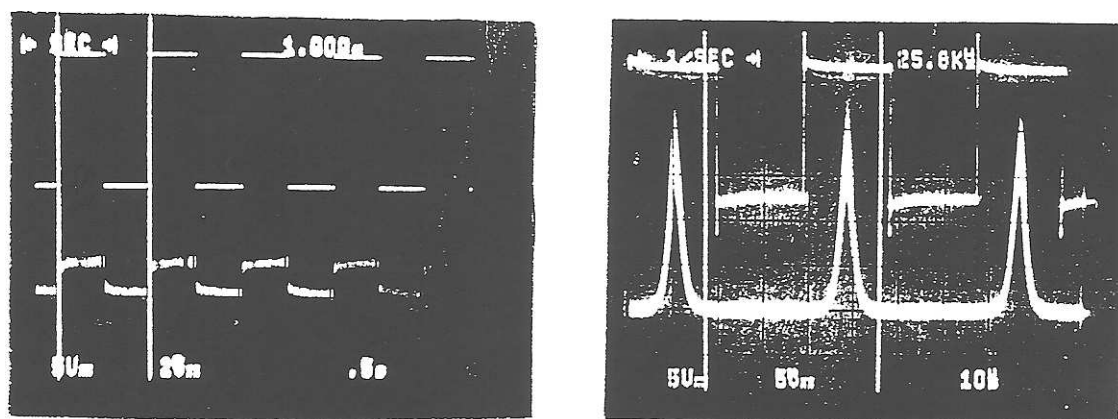


FIGURE V.1-14: Détection directe de la modulation d'intensité en sortie du laser accordable en anneau.

On peut cependant penser atteindre plusieurs dizaines de MHz en repensant la structure des électrodes.

Le dispositif que nous venons de présenter ici mériterait sans doute une étude spécifique car il reste améliorable sur bien des points, dont la plupart sont directement tributaires de l'évolution de notre filtre accordable électro-optique. Ce sont d'ailleurs ces perspectives d'évolution que nous allons maintenant esquisser.

## V.2 Perspectives

Comme nous avons pu le voir, notre composant souffre encore à l'heure actuelle de suffisamment d'imperfections pour le rendre difficilement utilisable dans une application système hors d'un laboratoire.

Tout d'abord, il faut résoudre les problèmes de précision au niveau de la technologie qui empêchent d'obtenir une largeur à mi-hauteur de 0.5 nm, limite raisonnable étant donnée la taille nécessaire des cristaux pour un fonctionnement à 1.55  $\mu\text{m}$ .

Il faut ici sans doute revoir entièrement le principe de gravure, tant des guides que des

électrodes, qui est le paramètre le plus important. On peut penser utiliser des techniques de gravure laser directe de la résine, qui permettent d'obtenir une plus grande précision. Ainsi, c'est très récemment que Haruna et al. ont démontré la précision d'une nouvelle méthode de gravure laser en se servant de notre filtre comme exemple [100]. Ils reconnaissent ainsi la grande sensibilité aux défauts de motif qui caractérise notre composant. Cependant, leur technologie ne permettait pour l'instant de n'obtenir la précision désirée que pour une longueur de 20 mm environ, nécessitant une nette amélioration pour aborder la gravure d'un composant de 45 mm de long comme le nôtre.

Cependant, même si l'on considère résolu le problème de précision, il semble difficile d'imaginer obtenir un filtre de Šolc électro-optique intégré dont la largeur de la bande spectrale à mi-hauteur soit inférieure à 0.5 nm. Celle-ci est encore très grande pour la plupart des applications en multiplexage de longueur d'onde, où l'on désire obtenir des filtres sélectionnant une bande spectrale de 0.1 nm.

En revanche, on portera au crédit de notre filtre le domaine spectral d'accord, qui avec 13 nm permet de couvrir la majeure partie de la bande de gain des amplificateurs à fibre dopée erbium, assurant une compatibilité future avec un réseau tout optique.

Ainsi, une solution au précédent problème peut-être obtenue en mettant en cascade deux filtres de principe différent, l'un à grand ISL et grand domaine spectral d'accord mais aussi à large bande passante, comme le filtre de Šolc intégré, l'autre à faible ISL, faible domaine d'accord mais à bande passante étroite, comme un filtre de Pérot-Fabry. On obtient alors un dispositif semblable à celui de la Fig. V.2-1.

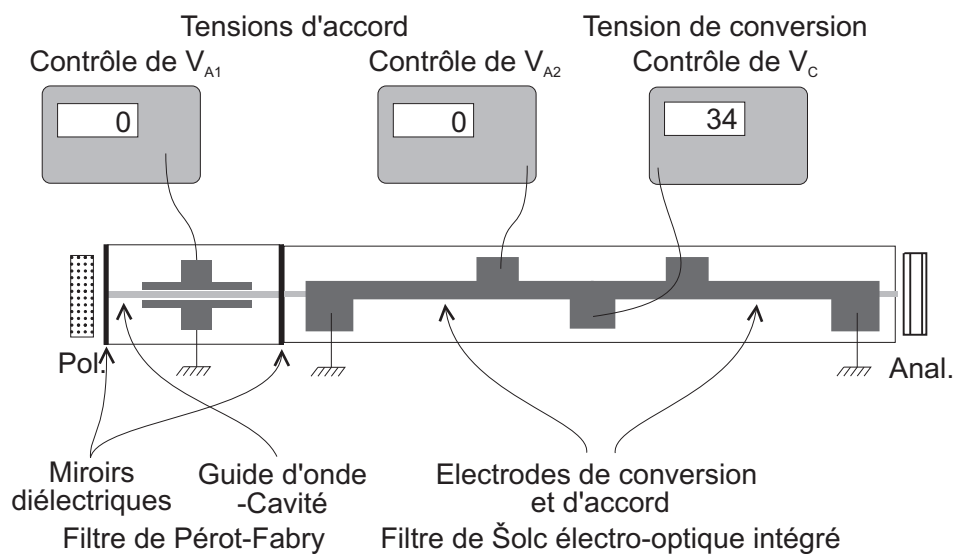


FIGURE V.2-1: Filtre spectral accordable de grande finesse.

On note que le polariseur a été placé avant le filtre de Pérot-Fabry, car celui-ci est aussi sensible à la polarisation. Cette configuration tire au mieux parti des deux filtres comme on peut le voir sur la Fig. V.2-2, où l'on a présenté la transmittance spectrale théorique en intensité du filtre composite en utilisant le modèle du chap. I pour le filtre de Pérot-Fabry et celui du chap. II pour le filtre de Šolc électro-optique.

On a pris un filtre de Šolc intégré de 45 mm de long, et un filtre de Pérot-Fabry d'environ 1 mm de long afin que ses pics de transmission correspondent au minima de transmission du filtre de Šolc, ainsi qu'on peut le voir sur la figure. En prenant une réflectivité des miroirs diélectriques du Pérot-Fabry de 95%, la largeur spectrale à mi-hauteur

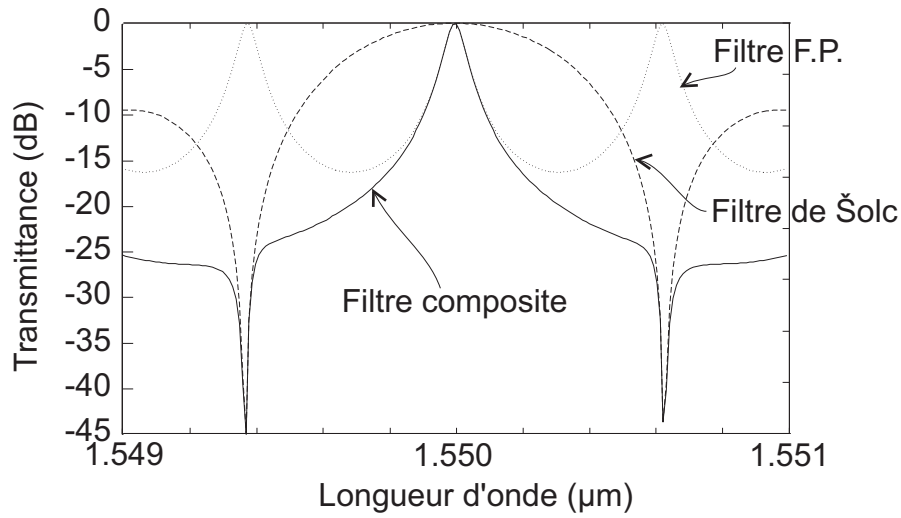


FIGURE V.2-2: Transmittance spectrale en intensité d'un filtre composé d'un Péroto-Fabry en cascade avec un filtre de Šolc intégré.

de la transmittance est de 0.07 nm.

Si l'on pense que l'élargissement à la base de la raie filtrée est trop important il est possible de le diminuer en augmentant la réflectivité des miroirs diélectriques.

Une étude simple de l'accord, basée sur le modèle du chap. III, montre qu'avec un coefficient de recouvrement entre champ optique et électrique d'environ 0.5 (comme nous l'avons relevé expérimentalement), une tension de  $\pm 30$  V suffit pour que le pic de transmission du Péroto-Fabry parcoure tout son ISL, soit environ 0.62 nm.

Ainsi, afin de déplacer spectralement le maximum de transmittance, on modifiera continûment la tension d'accord  $V_{A1}$  du filtre de Šolc intégré, comme nous l'avons déjà vu, alors que la tension d'accord  $V_{A2}$  du Péroto-Fabry variera cycliquement entre +30 V et -30 V avec une période de 1.25 nm.

On voit dans cet exemple tout l'intérêt d'un filtre composite, qui, s'il augmente la complexité d'utilisation en rajoutant une tension d'accord, permet d'utiliser environ 130 canaux (domaine d'accord du filtre 13 nm) espacés de 12 GHz (0.1 nm). Un filtre équivalent, permettant d'obtenir 100 canaux sur 10 nm, utilisé dans la liaison 100 canaux de NTT, nécessitait sept commandes indépendantes afin d'assurer l'accord du filtre [14] via le contrôle de courants sur sept interféromètre de Mach-Zehnder en cascade. Notre dispositif présente donc un réel intérêt pour les applications de multiplexage de fréquence optique, pour la télévision par câble par exemple.

Un autre voie d'étude potentielle afin d'améliorer notre dispositif est de le rendre insensible à la polarisation. Cette perspective, la seule réellement envisageable si on veut utiliser le filtre dans une application grand public où les fibres à maintien de polarisation ne sont pas monnaie courante, est la raison pour laquelle nous n'avons pas cherché à intégrer les polariseurs sur le substrat.

Dans ce but nous pouvons adopter la structure inventée par Warsanskyj et al., vue dans le chap. I, qui utilise la séparation de polarisation en entrée du dispositif, puis une conversion dans deux guides parallèles dans une structure semblable à la nôtre, avant une recombinaison des polarisations en sortie [27].

Une alternative à ce dispositif, ayant l'avantage de pouvoir être directement appli-



cable à notre composant, sans modification importante, est d'utiliser un séparateur de polarisation intégré et d'effectuer la conversion de polarisation selon les deux sens de propagation dans le guide. On obtient ainsi le système de la Fig. V.2-3.

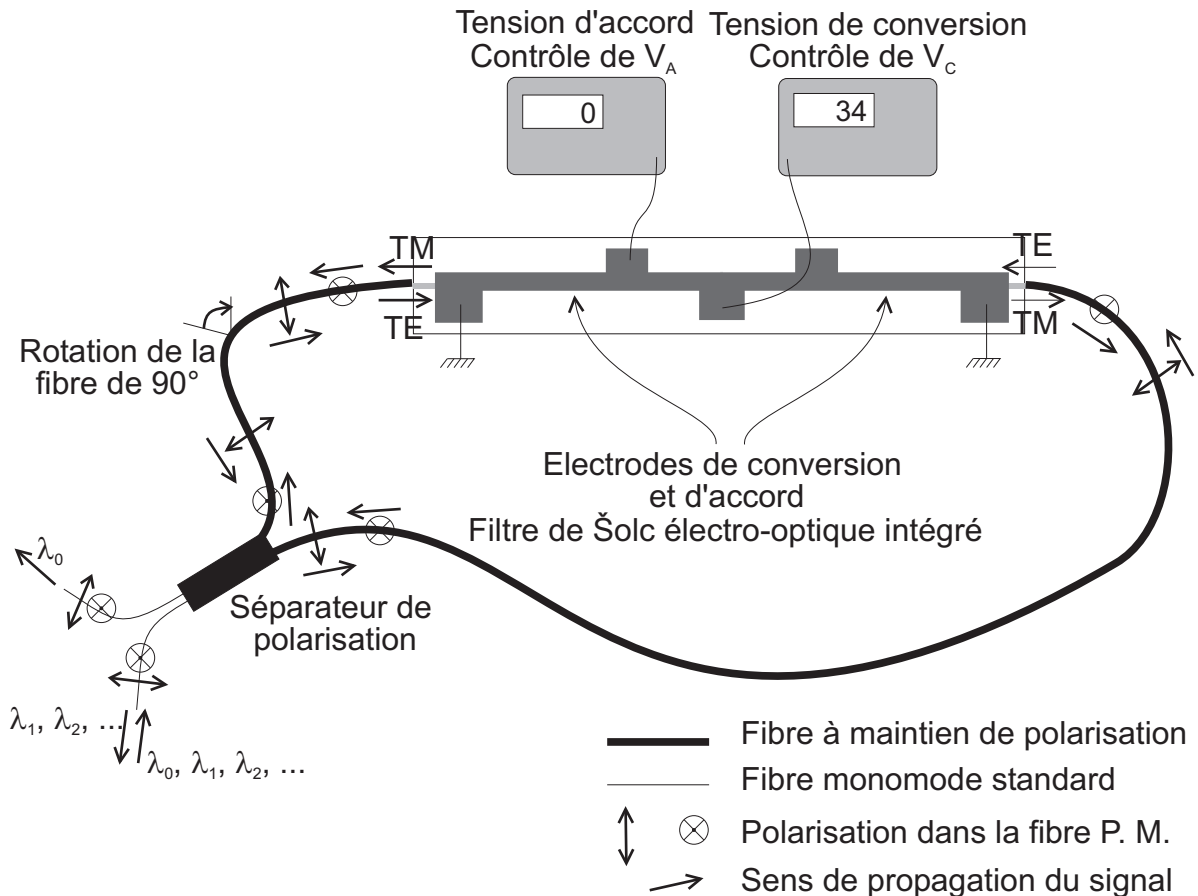


FIGURE V.2-3: Dispositif insensible à la polarisation basé sur le filtrage bidirectionnel.

Le principe de fonctionnement est assez simple, et l'on a représenté sur la figure l'évolution de la polarisation dans le dispositif à la longueur d'onde de conversion maximale du filtre de Šolc intégré, c'est-à-dire à  $\lambda_0$ .

Le signal d'entrée est amené par une fibre monomode standard et possède donc une polarisation quelconque. Un dispositif permet de séparer le signal incident en deux polarisations qui sont injectées dans deux fibres à maintien de polarisation, la partie du signal polarisée parallèlement au plan du dessin allant tout droit et l'autre partie, polarisée orthogonalement au plan du dessin, changeant de fibre.

Suivons tout d'abord la polarisation parallèle, dans son tour effectué dans le sens des aiguilles d'une montre (i. e. les symboles situés à l'extérieur de la boucle). Elle arrive dans le filtre de Šolc intégré sous une polarisation TE et la partie du signal situé à  $\lambda_0$  ressort du filtre selon une polarisation TM. En effet, la tension d'accord du filtre étant nulle, c'est à  $\lambda_0$  que la conversion est maximale. La partie du signal incident qui n'était pas à  $\lambda_0$  conserve là sa polarisation TE. Le signal à  $\lambda_0$  pénètre donc dans la fibre à maintien de polarisation selon une polarisation orthogonale, puis elle subit une rotation avec la fibre qui l'amène dans un état de polarisation parallèle. Au niveau du séparateur de polarisation elle ira donc tout droit et ressortira par la fibre monomode standard du haut.

La polarisation orthogonale effectue le tour dans le sens inverse des aiguilles d'une montre et se transforme comme l'indique les symboles situés à l'intérieur de la boucle. La partie du signal à  $\lambda_0$  revient donc au niveau du séparateur de polarisation avec une polarisation orthogonale, et change donc de fibre pour ressortir aussi dans la fibre monomode supérieure.

La partie du signal qui n'est pas à la longueur d'onde  $\lambda_0$  (i. e.  $\lambda_1, \lambda_2, \dots$ ) ne subit pas de conversion de polarisation dans le filtre de Šolc intégré, et ressort donc par la fibre monomode inférieure, où arrive le signal incident.

La mise en oeuvre de ce principe sur notre composant nécessite la connexion de fibre à maintien de polarisation en entrée et en sortie du filtre ainsi que l'ajout d'un unique séparateur de polarisation.

Ces perspectives d'améliorations sont à même d'ouvrir de nouveaux horizons à un usage plus large de notre composant, lui permettant d'exprimer toutes ses capacités face aux autres principes de filtrage que nous avons exposés dans le chap. I.



# Electrooptic Narrow Linewidth Wavelength Tuning and Intensity Modulation of an Erbium Fiber Ring Laser

Franck Chollet, Jean-Pierre Goedgebuer, *Member, IEEE*, Henri Porte, and A. Hamel

**Abstract**—We report an electrically tunable fiber laser featuring a 50-channel wavelength switching capability with a 0.2 nm linewidth and –20 dB crosstalk. The laser consists of an Er-doped fiber resonator and an electro-optic TE-TM convertor used as a wavelength tunable filter. It allows wavelength tuning over a spectral range of 10 nm with a tuning rate of 0.05 nm/V and a linewidth of 0.06 nm.

## I. INTRODUCTION

AN INTERESTING method of wavelength tuning fiber lasers consists in using an electrooptic tuner as the wavelength selective element, as was demonstrated for external cavity semiconductor lasers [1]–[3]. Electrooptic birefringent filters matched to fiber ring lasers were reported recently, using bulk two-element tuners formed by an electro-optic modulator [4] or a liquid crystal valve [5], [6]. However the basic principles of most of such tuners rely on two-wave interference, that results in a low spectral selectivity and a broad laser linewidth ( $\sim 3$  nm) when used in fiber laser. In this letter, we report an electrically tunable fiber laser in which the tuner is an integrated  $\text{LiNbO}_3$  polarization convertor. The advantage of such a structure is its Fabry-Perot-like spectral transmission curve which allows a laser linewidth 50 times narrower than that obtained with birefringent tuners.

## II. DESCRIPTION AND DISCUSSION

The set-up (Fig. 1) consists of a fiber amplifier, an  $\text{LiNbO}_3$  integrated wavelength tuner connected to two crossed fiber polarizers  $P_1$  and  $P_2$ , an optical isolator and a 90/10 coupler as the output mirror. The fiber amplifier is a 30-m-long erbium-ytterbium co-doped fiber pumped by a YAG laser at 1060 nm. The gain of the amplifier can be adjusted up to 18 dB and is relatively flat over a bandwidth of  $\Delta\lambda = 25$  nm centered at  $\lambda_o = 1542$  nm. The overall length of the cavity is 32 m, corresponding to an optical path length in air of  $\sim 50$  m.

The tuner is a TE-TM mode convertor which operates as a wavelength tunable selective polarization filter. The structure

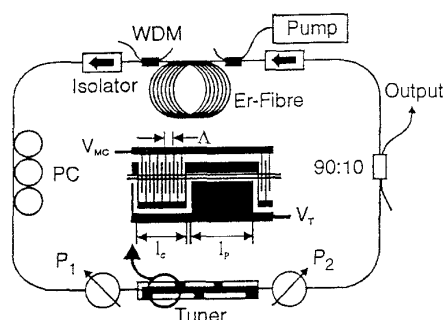


Fig. 1. Experimental set-up.

used is one of the most efficient to obtain TE-TM conversion with electro-optic wavelength tunability [7]. Such a device has been demonstrated to tune external cavity laser diodes [8] and a filter linewidth of  $\sim 2$  nm was shown to be sufficient to obtain single-mode laser emission. Due to their long cavities, a greater wavelength selectivity is however required in fiber lasers to obtain laser emission with a narrow linewidth. In our device, a high efficiency of light coupling between the tuner and the  $6\text{-}\mu\text{m}$ -core of the amplifying fiber is easily obtained, as compared with an extended cavity semiconductor laser in which the light from the tuner is launched in the  $0.2\text{-}\mu\text{m}$ -wide semiconductor waveguide.

The TE-TM convertor is formed by a Ti-indiffused waveguide integrated on a 50 mm long  $x$ -cut,  $y$ -propagation  $\text{LiNbO}_3$ . The electrodes are formed by  $M = 60$  TE-TM mode convertor sections, and  $M = 60$  phase shifter sections. Each TE-TM mode convertor section is of length  $l_c = 12\Lambda = 255.6\text{ }\mu\text{m}$  and consists of 12 interdigital electrodes with period  $\Lambda = 21.3\text{ }\mu\text{m}$ , all driven by a voltage  $V_{MC}$ . The phase shifter sections are formed by electrode pairs of length  $l_p = 24\Lambda = 511.2\text{ }\mu\text{m}$  and driven by a tuning voltage  $V_T$ . A complete description of the mode of operation is given in [7]. The spectral transfer curve of the filter is shown to exhibit a transmission peak centered at

$$\lambda_o = |N_{TE} - N_{TM}|_{ph} \cdot \Lambda \quad (1)$$

and periodic depleted satellite peaks spaced by a free spectral range expressed as, in wavenumbers:

$$\text{FSR} = 1/|N_{TE} - N_{TM}|_{gr} \cdot (l_c + l_p) \quad (2)$$

Manuscript received May 6, 1996. This work was supported by France Telecom (Contract CNET 918B043).

F. Chollet, J.-P. Goedgebuer, and H. Porte are with the Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux, URA CNRS 214, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon Cedex, France.

A. Hamel is with the Centre National d'Etude des Télécommunications, LAB, 22301 Lannion, France.

Publisher Item Identifier S 1041-1135(96)05906-X.

where  $|N_{TE} - N_{TM}|_{ph} = 0.073$  is the phase index difference for the TE and TM modes, and  $|N_{TE} - N_{TM}|_{gr} = 0.08$  is the group index difference at 1550 nm. Expression (1) is the phase-matching condition for which an input TE-polarized light of wavelength  $\lambda_o$  is totally converted into a TM-polarized light. It gives the finger electrode period  $\Lambda = 21.3$  nm required for operation at the center wavelength  $\lambda_o = 1542$  nm of the gain curve of erbium. The values of  $l_c = 12 \Lambda = 255.6 \mu\text{m}$  and  $l_p = 24 \Lambda = 511.2 \mu\text{m}$  were chosen to obtain a FSR of  $\sim 40$  nm much greater than the bandwidth (25 nm) of the amplifier to avoid mode competition with satellite wavelengths. Neglecting modal dispersion, the full width at half maximum (FWHM) of the filter is

$$\delta\lambda \approx 0.8\lambda_0\Lambda/L \quad (3)$$

where  $L = M(l_c + l_p)$  is the total length of the electrode pattern. Hence, a high wavelength selectivity requires the overall electrode pattern to be as long as possible. In the present device, the overall electrode length is of  $L = 42$  mm, that is the maximum length achievable at present time at our laboratory yielding a linewidth of  $\delta\lambda \approx 0.6$  nm. In fact, in the steady-state regime, laser oscillation requires a number  $n$  of trips in the loop, and the laser linewidth is ruled by  $T^n(\sigma)$ , rather than by  $T(\sigma)$ . Moreover, due to the competing wavelength-selective mechanisms, the spectral selectivity is expected to be greatly enhanced. The tunable wavelength shift induced by the tuning voltage  $V_T$  applied on the phase shifter electrodes is shown to be given by [7]

$$\Delta\lambda \approx -\frac{1}{2}[N_{TE}^3 r_{33} - N_{TM}^3 r_{13}]\Gamma \frac{l_p}{l_c + l_p} \frac{\Lambda}{G} V_T \quad (4)$$

where  $\Gamma \sim 0.6$  is the normalized overlap coefficient of the  $E_z$  electric field with the optical modes,  $G$  is the electrode gap ( $G = 10 \mu\text{m}$ ), and  $r_{13}$  and  $r_{33}$  are electrooptic coefficients ( $r_{13} \approx 10 \text{ pm/V}$ ,  $r_{33} \approx 30 \text{ pm/V}$ ).

### III. EXPERIMENTS

The tuner was fabricated on a 50-mm-long  $x$ -cut  $\text{LiNbO}_3$  substrate by titanium indiffusion, the titanium stripe width and thickness being  $9 \mu\text{m}$  and  $800 \text{ \AA}$ , respectively. The diffusion was performed in a water rich atmosphere at  $1020^\circ\text{C}$  for 8 h. In order to reduce the propagation loss of the TM modes, a 200-nm-thick  $\text{SiO}_2$  buffer layer was deposited on the surface prior to electrodes. The latter were fabricated by dry etching from a 1- $\mu\text{m}$ -thick evaporated aluminum film. We first characterized the tuner itself, using the spontaneous emission spectrum of the optical amplifier as a broadband source. A mode conversion voltage was applied to the tuner and optimized for maximum conversion efficiency i.e., until a maximum of transmission is observed, that was obtained with  $V_{MC} = 31 \text{ V}$ . The conversion efficiency was measured to be 98.5% and the loss of the pigtailed tuner was of 5 dB. The peak wavelength thus obtained was  $\lambda_o = 1543 \text{ nm}$  at room temperature and the linewidth at FWHM was  $\delta\lambda = 0.7 \text{ nm}$ . The slight deviation from the theoretical centre wavelength of 1542 nm may be attributed to fabrication tolerances in both the mode birefringence and electrode period. It can be

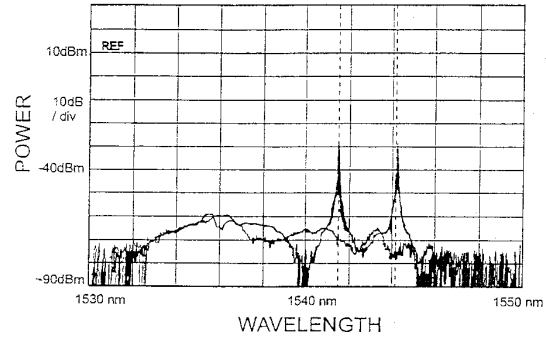


Fig. 2. Emitted power-spectra for two different tuning voltages  $V_T = 21 \text{ V}$  and  $85 \text{ V}$  (horizontal axis: 2 nm/div, vertical axis: 10 dB/div).

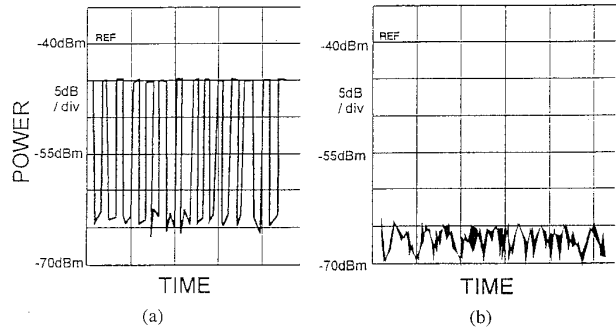


Fig. 3. Emitted power versus time as the laser is intensity-modulated and tuned at  $\lambda = 15430 \text{ nm}$ . (a): signal detected at  $\lambda = 15430 \text{ nm}$ ; (b): signal detected at  $\lambda = 15430.2 \text{ nm}$  (horizontal axis: 80 ms/div, vertical axis: 5 dB/div).

compensated by temperature tuning [10] or by applying a bias tuning voltage  $V_T = 15 \text{ V}$  to center the pass wavelength at 1542 nm. Then the fiber laser was tested. Due to the isolator, the laser is a travelling-wave ring laser and the optical power is provided by only one output port of the coupler. Without and with the tuner in the loop, the laser threshold was obtained with a 4-dB and 10-dB gain, respectively. This increasing is due to the 5 dB loss introduced by the tuner. The total loss for a single trip in the loop is estimated to be  $\sim 7 \text{ dB}$ . Wavelength tuning was carried out with the amplifier gain adjusted at 18 dB, well-above the laser threshold, and with an emitted optical power of 0.2 mW. Fig. 2 shows typical emission spectra thus obtained as a tuning voltage  $V_T$  is applied, indicating a  $-30 \text{ dB}$  side mode suppression. The laser linewidth was estimated to be smaller than 100 kHz, using a delay heterodyne spectrum analyzer. However, the lasing mode is unstable and hops inside a range of about 0.06 nm. Such a linewidth is 50 times narrower than that obtained (3 nm) with previous electrooptic birefringent tuners used in fiber lasers. The laser can be tuned between 1537 nm and 1547 nm with a tuning rate of 0.05 nm/V. In the present device, the 10 nm tuning range was limited by the  $\pm 100 \text{ V}$  breakdown voltage of the tuning electrodes.

In order to check the potential use of the laser for high density wavelength division multiplexing, we modulated the mode conversion voltage  $V_{MC}$  between 17 V and 31 V

to obtain on-off keying. As an illustration, in Fig. 3(a), the laser is intensity-modulated (via  $V_{MC}$ ) with the operating wavelength tuned at  $\lambda_1 = 1543$  nm (via  $V_T$ ). Crosstalk at  $\lambda_2 = 1543.2$  nm is measured to be  $-20$  dB, using a spectrum analyzer with a  $0.1$  nm resolution [Fig 3(b)]. This is physically due to side lobe levels attached to the transmission peak of the filter, whose shape obeys approximately a  $\text{sinc}^2$ -function. Hence, the laser can be potentially used to route 50  $0.2$  nm-linewidth wavelength channels for WDM transmissions. Although the electrical bandwidth is limited here to  $25$  kHz, it can be anticipated that  $\sim 100$  MHz are possible using thicker convertor electrodes. The wavelength switching time is related to the electrical bandwidth of the tuning electrodes, that was of  $20$  MHz in the present device. It can also be increased up to  $\sim 200$  MHz using thicker tuning electrodes.

In conclusion, we have demonstrated a narrow linewidth fiber ring laser tuned electrically using an integrated TE-TM convertor. The wavelength switching time is of  $50$  ns and the laser linewidth is of  $0.06$  nm, 50 times narrower than that previously reported with birefringent tuners. It seems to be the best performance achievable with present time LiNbO<sub>3</sub> technology.

## REFERENCES

- [1] G. A. Coquin and K. W. Cheung, "Electronically tunable external cavity semiconductor laser," *Electron. Lett.*, vol 24, no. 10, pp. 599–600, 1988.
- [2] A. Schremer and C. L. Tang, "Single-frequency tunable external cavity semiconductor laser using an electro-optic birefringent modulator," *Appl. Phys. Lett.*, vol 55, no. 1, pp. 19–21, 1989.
- [3] B. Wacogne, J. P. Goedgebuer, and H. Porte, "Single lithium niobate crystal for mode selection and phase modulation in a tunable extended-cavity laser diode," *Opt. Lett.*, vol 19, no. 17, pp. 1334–1336, 1994.
- [4] H. Porte, T. Frison, P. Mollier, and J. P. Goedgebuer, "Electrooptic tuning of a fiber ring semiconductor laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol 7, no. 7, pp. 700–70, 1995.
- [5] P. Mollier, H. Porte, V. Armbruster, and J. P. Goedgebuer, "Electrically tunable Nd<sup>3+</sup> doped fiber laser using nematic liquid crystals," *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 15, pp. 1248–1250, 1995.
- [6] M. W. Maeda, J. S. Patel, D. A. Smith, C. Lin, M. A. Saifi, and A. von Lehmann, "An electronically tunable fiber laser with a liquid-crystal etalon filter as the wavelength tuning element," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol 2, no. 11, pp. 787–789, 1990.
- [7] F. Heismann and R. C. Alfarness, "Wavelength-tunable electrooptic polarization conversion in birefringent waveguides," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol 24, no. 1, pp. 83–93, 1988.
- [8] F. Heismann, R. C. Alfarness, L. L. Buhl, G. Eisenstein, S. K. Korotky, J. J. Veselka, L. W. Stultz, and C. A. Burrus, "Narrow linewidth, electro-optically tunable InGaAsP-Ti:LiNbO<sub>3</sub> extended cavity laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 51, pp. 164–166, 1987.
- [9] R. C. Booth, B. E. Daymond-John, P. E. Sturges, and M. G. F. Wilson, "Temperature tuning of LiNbO<sub>3</sub> electro-optic waveguide TE-TM mode convertors," *Electron. Lett.*, 20, 25, pp. 1045–1047, 1984.

## Conclusion générale

Les travaux réalisés au cours de cette thèse ont concerné l'étude théorique, la conception, la réalisation pratique et les perspectives d'application et d'amélioration d'un filtre spectral accordable intégré sur niobate de lithium fonctionnant à 1.55  $\mu\text{m}$ .

La description du fonctionnement du filtre a été basée sur un modèle heuristique utilisant la similitude existant entre le système intégré et un filtre biréfringent massif particulier, le filtre de Šolc.

Nous avons ensuite développé un modèle analytique original, permettant de formaliser les notions intuitives issues du modèle heuristique.

L'étude théorique de la propagation dans le filtre nous a permis de présenter une correction nouvelle de la méthode des rayons, permettant de mieux prendre en compte les effets d'un milieu anisotrope.

Dans le même temps, nous avons clarifié la notion d'intégrale de recouvrement, apparaissant chez différents auteurs, en montrant que la conversion de polarisation n'était pas régie par une simple intégrale de recouvrement mais par le premier terme de son développement en série de Fourier.

L'usage conjoint de cette formule et du modèle du champ que nous avons présenté, permet d'obtenir une meilleure adéquation entre les valeurs des tensions de couplage prévues par la théorie et les valeurs expérimentales.

La caractéristion du procédé de réalisation du filtre nous a permis d'observer des déformations en surface du cristal, liées à la diffusion du titane, permettant d'expliquer l'existence d'une dépendance non linéaire entre la variation d'indice dans le niobate de lithium et la concentration de titane de surface.

Elle a permis de montrer que la diffusion dans des cristaux de coupe X méritait certainement une caractérisation plus poussée, que ce qui avait pu être fait jusqu'à présent dans la littérature.

En utilisant une méthode originale de mesure de la différence d'indice de phase dans le guide, on a pu montrer que celle-ci présentait des variations le long du guide, que l'on a reliées à des aléas du procédé de fabrication.

Cette constatation nous a amené à faire une étude théorique complète et nouvelle de différentes classes de défauts liés à ce procédé, en déterminant la 'signature' sur la transmittance du filtre de ces irrégularités ayant leur source dans les imperfections de la technologie.

Nous avons ensuite regardé en détail le procédé technologique d'intégration sur niobate de lithium, au coeur de la réalisation pratique du composant, et proposé des améliorations visant à diminuer des défauts intrinsèques dûs au procédé technologique habituel. Nous avons pu ainsi réaliser des filtres dont la largeur à mi-hauteur du lobe central de la transmittance (FWHM) est de 0.8 nm, et dont le taux de conversion maximal atteint 98.5% (18 dB).

Nous avons aussi obtenu des filtres dont la largeur à mi-hauteur de la bande spectrale est de 0.5 nm. Bien que ceux-ci aient un faible taux de conversion maximal ( $<50\%$ ), ils présentent les meilleures performances rapportées à ce jour pour un filtre à conversion de polarisation, qu'il soit électro-optique, acousto-optique ou à contraintes de surface, fonctionnant à une longueur d'onde de 1.55  $\mu\text{m}$ .

Les applications systèmes du filtre nous ont amené à présenter en détail un laser à fibre accordable et modulable, utilisant notre dispositif, dont les utilisations potentielles sont nombreuses. Les perspectives de développement du filtre ont permis de montrer une méthode originale permettant de rendre son fonctionnement insensible à la polarisation

du signal incident.

Il est à noter que les pertes de propagation peuvent être compensées en tirant parti des possibilités de dopage à l'erbium du niobate de lithium, autorisant la réalisation de dispositif "sans pertes". Ces perspectives, permettront sans doute, dans un avenir proche, d'utiliser ce type de filtre accordable dans les architectures de réseaux que nous avons décrites dans l'introduction.



## Bibliographie

# Bibliographie

- [1] F. du Castel. *Les Télécommunications*, page 26. X. Descours & Berger-Levrault International, Paris, 1993.
- [2] K. Kao and G. Hockhorn. Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies. *Proc. IEE*, 113 :1151, 1966.
- [3] T. Miya, Y. Terenuma, T. Hosaka, and T. Migashita. Ultimate low-loss single-mode fibre at 1.55  $\mu\text{m}$ . *Electron. Lett.*, 15 :106, 1979.
- [4] H. Taga, N. Edawaga, H. Tanaka, M. Suzuki, S. Yamamoto, H. Wakayani, N. Bergano, C. Davidson, G. Homsey, and D. Kalmus. 10 Gbit/s-9000 km transmission experiment using 274 Er-doped fiber amplifiers repeaters. In *Optical Fiber Communication Conference, San Jose*, page 9. OSA, 1993.
- [5] K. Nosu, H. Toba, and K. Iwashita. Optical fdm transmission technique. *J. Lightw. Technol.*, 5 :1301, 1987.
- [6] K. Nosu, H. Toba, K. Inoue, and K. Oda. 100 channel optical FDM technology and its applications to optical FDM channel-based networks. *J. Lightw. Technol.*, 11 :764, 1993.
- [7] U. Timor and R. Linke. A comparaison of sensitivity degradations for optical homodyne versus direct detection of on-off keyed signals. *J. Lightw. Technol.*, 6 :1783, 1988.
- [8] L. Pringent. *Effets non-linéaires Kerr dans les transmissions longue distance à fibre et amplificateurs optiques*. PhD thesis, Paris, Déc. 1993.
- [9] R. Alferness and R. Schmidt. Tunable optical waveguide directionnal coupler filter. *Appl. Phys. Lett.*, 33 :161, 1978.
- [10] L. Kosovsky, M. Stern, S. Menocal, and C. Zah. Dbr active optical filters : transfer function and noise characteristics. *J. Lightw. Technol.*, 8 :1441, 1990.
- [11] A. Cozannet, J. Fleuret, H. Maitre, and M. Rousseau. *Optique et télécommunications*, page 359. Eyrolles, Paris, 1991.
- [12] M. Okai, T. Tsuchiya, K. Uomi, W. Chinone, and T. Harade. Corrugation-pitch-modulated MQW-DFB laser with narrow spectral linewidth (170 kHz). *Phot. Technol. Lett.*, 2 :529, 1990.
- [13] A. Gnauck, A. Chraplyvy, R. Tkach, and R. Derosier. 160 Gbit/s (8x20 Gbit/s WDM) 300 km transmission with 50 km amplifier spacing and span-by-span dispersion reversal. *Electron. Lett.*, 30 :1241, 1994.

- [14] H. Toba, K. Oda, K. Nakanishi, N. Shibata, and K. Nosu. 100-channel optical FDM transmission/distribution at 622 Mbit/s over 50 km utilising a waveguide frequency selection switch. *Electron. Lett.*, 26 :376, 1990.
- [15] Centre Lannion B : groupement SMR. Contrat d'étude et réalisation d'un filtre spectral électro-optique accordable à 1550 nm. Technical report, Lannion, 1991. marché 918B043.
- [16] R. Chabbal. Recherches expérimentales et théoriques sur la généralisation de l'emploi du spectromètre fabry-perot aux divers domaines de la spectroscopie. *Rev. d'Opt. Théorique et Instrumentale*, 37 :49–103, 1958.
- [17] W. Gunning. Double-cavity electrooptic fabry-perot tunable filter. *Appl. Opt.*, 21 :3129, 1982.
- [18] F. Chollet, R. Ferrière, J.-P. Goedgebuer, and H. Porte. Etude et réalisation d'un filtre spectral électro-optique accordable à 1550 nm (rapport semestriel n°1). Technical report, Besançon, 1992.
- [19] N. Takato, A. Sugita, K. Onose, H. Okazaki, M. Okuno, M. Kawachi, and K. Oda. 128-channel polarization-insensitive frequency-selection switch using high-silica waveguide on Si. *Phot. Technol. Lett.*, 2 :441, 1990.
- [20] H. Taylor. Frequency-selective coupling in parallel dielectric waveguides. *Opt. Com.*, 8 :421, 1973.
- [21] R. Alferness and J. Veselka. Simultaneous modulation and wavelength multiplexing with a tunable Ti :LiNbO<sub>3</sub> directional coupler filter. *Electro. Lett.*, 21 :466, 1985.
- [22] Y. Ohmachi and J. Noda. LiNbO<sub>3</sub> TE-TM mode converter using collinear acoustooptic interaction. *J. Quant. Electron.*, 13 :43, 1977.
- [23] G. Boyd and F. Heismann. Tunable acoustooptic reflection filters in LiNbO<sub>3</sub> without a doppler shift. *J. Lightw. Technol.*, 7 :625, 1989.
- [24] D. Smith, J. Johnson, B. Heffner, K. Cheung, and J. Baran. Two-stage integrated optic acoustically tunable optical filter with enhanced side lobe suppression. *Electron. Lett.*, 25 :398, 1989.
- [25] F. Tian, C. Harizi, H. Herrmann, V. Reimann, R. Ricken, V. Rust, W. Sohler, F. Wehrmann, and S. Westenhöfer. Polarization-independent integrated optical acoustically tunable double-stage wavelength filter in LiNbO<sub>3</sub>. *J. Lightw. Technol.*, 12 :1192, 1994.
- [26] R. Alferness. Efficient waveguide electrooptic TE $\leftrightarrow$ TM mode converter/wavelength filter. *Appl. Phys. Lett.*, 36 :513, 1980.
- [27] W. Warzanskyj, F. Heismann, and R. Alferness. Polarization independent electrooptically tunable narrow-band wavelength filter. *Appl. Phys. Lett.*, 53 :13, 1988.
- [28] F. Heismann, M. Divino, and L. Buhl. Mirror-folded polarization-independent wavelength filter. *Phot. Technol. Lett.*, 3 :219, 1991.
- [29] F. Heismann and R. Alferness. Wavelength-tunable electrooptic polarization conversion in birefringent waveguides. *J. Quant. Electron.*, 24 :83, 1988.

- [30] R. Booth, B. Dayword-john, M. Sturges, and M. Wilson. Temperature tuning of  $\text{LiNbO}_3$  electrooptic waveguide TE/TM mode convertors. *Electron. Lett.*, 20 :1045, 1984.
- [31] H. Okayama and M. Kawahara. Programmable electro-optic waveguide filter. *Appl. Phys. Lett.*, 61 :2753, 1992.
- [32] Z. Tang, O. Eknayan, H. Taylor, and U. Swenson. Electro-optically tunable wavelength selective polarization convertor in  $\text{Zn}:\text{LiTaO}_3$ . *Electron. Lett.*, 28 :2248, 1992.
- [33] J. Söchtig.  $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$  stripe waveguide bragg reflector gratings. *Electron. Lett.*, 24 :845, 1988.
- [34] S. Fouchet. *Diffusion et implantation de titane dans  $\text{LiNbO}_3$  en vue de la fabrication de guides optiques et de réseaux de diffraction : application au multiplexage en longueur d'onde*. PhD thesis, Paris, 1990.
- [35] G. Ramantoko. *Etude et réalisation d'un filtre accordable intégré sur niobate de lithium*. PhD thesis, Besançon, 1992.
- [36] I. Šolc. A new type of birefringent filter. *Czech. J. Phys.*, 4 :53, 1954.
- [37] I. Šolc. Birefringent chain filter. *J. O. S. A.*, 55 :621, 1965.
- [38] B. Lyot. The birefringent filter and its application in solar physics. *Ann. Astrophys.*, 7 :31, 1944.
- [39] W. Gunning. Electro-optically tuned spectral filters : a review. *O. Eng.*, 20 :837, 1981.
- [40] J. Evans. The birefringent filter. *J. O. S. A.*, 48 :142, 1940.
- [41] F. Willisen. A tunable birefringent filter. *Appl. Opt.*, 5 :97, 1966.
- [42] D. Pinnow, R. Abrams, J. Lotspeich, D. Henderson, T. Plant, R. Stephens, and C. Walker. An electro-optic tunable filter. *Appl. Phys. Lett.*, 34 :391, 1979.
- [43] I. Zheludev and O. Vlokh. The electro-optic effects in crystals. *Sov. Phys. Crystallogr.*, 3 :647, 1959.
- [44] B. Billings. A tunable narrow-band optical filter. *J. O. S. A.*, 37 :738, 1947.
- [45] S. Miller. Coupled wave theory and waveguide application. *Bell Syst. Tech. J.*, page 661, 1954.
- [46] A. Yariv. Coupled-mode theory for guided-wave optics. *J. Quant. Electron.*, 9 :919, 1973.
- [47] R. Alferness. Filter characteristics of codirectionally coupled waveguides with weighted coupling. *J. Quant. Electron.*, 14 :843, 1978.
- [48] P. Cross and H. Kogelnik. Sidelobe suppression in corrugated-waveguide filters. *Opt. Lett.*, 1 :43, 1977.
- [49] R. Alferness. Optical directional coupler with weighted coupling. *Appl. Phys. Lett.*, 35 :260, 1979.

- [50] I. Croston, A. Carr, N. Parsons, S. Radcliffe, and L. Saintville. Lithium niobate electro-optic tunable filter with high sidelobe suppression. *Electron. Lett.*, 29 :157, 1993.
- [51] D. Nelson and R. Mikulyak. Refractive indices of congruently melting lithium niobate. *J. Appl. Phys.*, 45 :3688, 1974.
- [52] F. Heismann, L. Buhl, and R. Alferness. Electro-optically tunable narrowband Ti :LiNbO<sub>3</sub> wavelength filter. *Electron. Lett.*, 23 :572, 1987.
- [53] P. Mollier. *Optique intégrée : échange protonique dans LiNbO<sub>3</sub> appliqué à la réalisation d'un modulateur électro-optique de cohérence*. PhD thesis, Besançon, 1992.
- [54] C. Gutierrez-Martinez. *Multiplexage par modulation de cohérence en optique intégrée sur niobate de lithium (LiNbO<sub>3</sub>)*. Etude et réalisation de modulateurs rapides de cohérence. PhD thesis, Besançon, 1994.
- [55] S. Miller. Integrated optics : an introduction. *Bell Syst. Tech. J.*, 48 :2059, 1969.
- [56] P. Tien. Light waves in thin films and integrated optics. *Appl. Opt.*, 10 :2395, 1971.
- [57] J. Goell and R. Standley. Sputtered glass waveguide for integrated optics. *Bell Syst. Tech. J.*, 48 :3445, 1969.
- [58] R. Schmidt and I. Kaminow. Metal-diffused optical waveguides in LiNbO<sub>3</sub>. *Appl. Phys. Lett.*, 25 :458, 1974.
- [59] M. Shah. Optical waveguides in LiNbO<sub>3</sub> by ion-exchange technique. *Appl. Phys. Lett.*, 26 :652, 1975.
- [60] J. Jackel, C. Rice, and J. Veselka. Proton exchange for high index waveguides in LiNbO<sub>3</sub>. *Appl. Phys. Lett.*, 41 :607, 1982.
- [61] H. Inoue, K. Hiruma, Ishida, T. Asai, and H. Matsunura. Low-loss GaAs optical waveguides. *J. Lightw. Technol.*, 3 :1270, 1985.
- [62] M. Minakata, S. Saito, and M. Shibata. Two-dimensional distribution of refractive-index changes in Ti-diffused LiNbO<sub>3</sub> strip waveguide. *J. Appl. Phys.*, 50 :3063, 1979.
- [63] M. Born and E. Wolf. *Principles of optics*, page 1. Pergamon Press, Oxford, 1980.
- [64] N. Kapany and J. Burkes. *Optical waveguides*, page 8. Academic Press, New-york, 1972.
- [65] T. Suhara, Y. Handa, H. Nishihara, and J. Koyama. Analysis of optical channel waveguides and directional couplers with grade-index profile. *J. O. S. A.*, 69 :807, 1979.
- [66] R. Steinberg and T. Giallorenzi. Modal fields of anisotropic channel waveguides. *J. O. S. A.*, 67 :523, 1977.
- [67] R. Knox and P. Toullos. Integrated circuits for the millimeter through optical frequency range. In J. Fox Ed., editor, *Proc. of symposium on submillimeter waves*, Brooklyn, 1970. Polytechnic Press.
- [68] G. Hocker and W. Burns. Modes dispersion in diffused channel waveguides by the effective index method. *Appl. Opt.*, 16 :113, 1977.

- [69] M. Adams. *An introduction to optical waveguides*, page 145. J. Wiley & Sons, Chichester, 1981.
- [70] R. Srivastana, C. Kao, and R. Ramaswamy. WKB analysis of planar surface waveguides with truncated index profiles. *J. Lightw. Technol.*, 5 :1605, 1987.
- [71] F. Xiang and G. Yip. A modified WKB method for the improved phase shift at a turning point. *J. Lightw. Technol.*, 12 :443, 1994.
- [72] G. Hocker and W. Burns. Modes in a diffused optical waveguides of arbitrary index profiles. *J. Quant. Electron.*, 11 :270, 1975.
- [73] A. Gedeon. Comparaison between rigourous theory and WKB-analysis of modes in graded-index waveguides. *Opt. Comm.*, 12 :329, 1974.
- [74] J. Janta and J. Ctyroky. On the accuracy of WKB analysis of TE and TM modes in planar graded-index waveguides. *Opt. Comm.*, 25 :49, 1978.
- [75] A. Kumar, D. Clark, and B. Culshaw. Explanation of errors inherent in the effective-index method for analysing rectangular-core waveguides. *Opt. Lett.*, 13 :1129, 1988.
- [76] K. Chiang. Performance of the effective-index method for the analysis of dielectric waveguides. *Opt. Lett.*, 16 :714, 1991.
- [77] J. Nye. *Propriétés physiques des cristaux*, page 247. Dunod, Paris, 1961.
- [78] S. Fouchet, A. Carencu, C. Daguet, R. Guglielmi, and L. Riviere. Wavelength dispersion of ti induced refractive index change in LiNbO<sub>3</sub> as a function of diffusion parameters. *J. Lightw. Technol.*, 5 :700, 1987.
- [79] A. Yariv. *Quantum Electronics 3rd Edition*, page 378. J. Wiley & Sons, New-york, 1989.
- [80] J. Nye. *Propriétés physiques des cristaux*, page 118. Dunod, Paris, 1961.
- [81] O. Ramer. Integrated optic electrooptic modulator electrode analysis. *J. Quant. Electron.*, 18 :386, 1982.
- [82] M. Feit, J. Fleck, and L. McCaughan. Comparaison of calculated and measured performance of diffused channel-waveguide couplers. *J. O. S. A.*, 73 :1296, 1983.
- [83] S. Korotky, W. Minford, L. Buhl, M. Divino, and R. Alferness. Mode size and method for estimating the propagation constant of single-mode Ti :LiNbO<sub>3</sub> strip waveguides. *J. Quant. Electron.*, 18 :1796, 1982.
- [84] D. Marcuse. *Light transmission optics*, page 263. Van Nostrand, New-york, 1972.
- [85] R. Keil and F. Auracher. Coupling of single-mode Ti-diffused LiNbO<sub>3</sub> waveguides to single-mode fibers. *Opt. Comm.*, 30 :23, 1979.
- [86] R. Alferness, V. Ramaswamy, S. Korotky, M. Divino, and L. Buhl. Efficient single-mode fiber to titanium diffused lithium niobate waveguide coupling for  $\lambda = 1.32 \mu\text{m}$ . *J. Quant. Electron.*, 18 :1807, 1982.
- [87] D. Marcuse. Optimal electrode design for integrated optics modulators - correction. *J. Quant. Electron.*, 18 :807, 1982.

- [88] D. Marcuse. Electrostatic field of coplanar lines computed with the point matching method. *J. Quant. Electron.*, 25 :939, 1989.
- [89] M. Ramos. *Etude du couplage entre une fibre optique unimodale et un guide d'onde en optique intégrée en vue de la réalisation d'un connecteur*. PhD thesis, St-Etienne, 1993.
- [90] M. Armenise, C. Canali, M. de Sario, A. Carnera, P. Mazzoldi, and G. Celotti. *New directions in integrated and coherent optics*, page 1482. Ostrowsky and Spitz, Ruffec, 1982.
- [91] M. de Sario, M. Armenise, C. Canali, A. Carnera, P. Mazzoldi, and G. Celotti.  $\text{TiO}_2:\text{LiNbO}_3$  and  $(\text{Ti}_x\text{Nb}_{1-x})\text{O}_2$  compounds kinetics during  $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$  waveguide fabrication in the presence of water vapors. *J. Appl. Phys.*, 57 :1482, 1985.
- [92] P. Tien and R. Ulrich. Theory of prism-film coupler and thin-film light guides. *J. O. S. A.*, 60 :1325, 1970.
- [93] J. White and P. Heidrich. Optical waveguide refractive index profiles determined from measurement of mode indices : a simple analysis. *Appl. Opt.*, 15 :151, 1976.
- [94] K. Sugii, M. Fukuma, and H. Iwasaki. A study of titanium diffusion into  $\text{LiNbO}_3$  waveguides by electron probe analysis and X-ray diffraction methods. *J. Mat. Sci.*, 13 :523, 1978.
- [95] Crystal Technology. *Documentation technique sur le niobate de lithium*, 1993.
- [96] D. Smith and H. Riccius. Refractive index of lithium niobate. *Opt. Comm.*, 17 :332, 1976.
- [97] Y. Kim and R. Smith. Thermal expansion of lithium tantalate and lithium niobate single crystals. *J. Appl. Phys.*, 40 :4637, 1969.
- [98] J. Wei. Distributed capacitance of planar electrodes in optic and acoustic surface wave devices. *J. Quant. Electron.*, 13 :152, 1977.
- [99] J. Goedgebuer, S. Gurib, and H. Porte. Single frequency electro-optical tuning of an extended cavity diode laser at 1500 nm wavelength. *J. Quant. Electron.*, 28 :1414, 1992.
- [100] M. Haruna, T. Kato, K. Yasuda, and H. Nishihara. Laser beam periodic-dot writing for fabrication of  $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$  waveguide wavelength filters. *Appl. Opt.*, 33 :2317, 1994.



## RÉSUMÉ

L'augmentation exponentielle de la quantité d'information à transmettre afin d'assurer les télécommunications futures amène à rechercher de nouvelles voies pour faire face à ces nouveaux besoins. L'optique peut, pour suppléer aux systèmes électroniques essoufflés, répondre à ces défis naissant en autorisant le multiplexage en longueur d'onde (WDM). Celui ci permet non seulement d'accroître fortement le débit en ligne (ici une fibre optique), mais autorise l'existence de réseaux dont les fonctions sont assurées par voie optique. L'implantation de ces nouvelles architectures repose sur des composants clefs comme le filtre spectral accordable. Cette thèse a concerné l'étude théorique, la conception, la réalisation pratique et les perspectives d'application et d'amélioration d'un filtre accordable étroit intégré sur niobate de lithium et fonctionnant à une longueur d'onde proche de 1.55  $\mu\text{m}$ . Nous avons tout d'abord comparé différents principes de filtre accordable intégré et avons retenu un dispositif fonctionnant entièrement par effet électro-optique qui présentait une vitesse de commutation élevée. Son fonctionnement est similaire à celui du

filtre biréfringent de Šolc qui est constitué d'un convertisseur de polarisation sélectif en longueur d'onde placé entre polariseurs croisés.

En approfondissant l'étude de la propagation de la lumière dans le filtre nous montrons que les irrégularités que présente la transmittance en intensité du dispositif sont dues à l'existence de variations anormales de la différence d'indice de phase dans le guide d'onde diffusé. Ces variations peuvent être reliées à des défauts dans le procédé de fabrication. Cette constatation nous amène à faire une étude théorique complète des effets de différents types de défauts dont on retrouve expérimentalement la trace sur le filtrage. Poussés par ces simulations, nous étudions en détail les différentes étapes du procédé technologique d'intégration sur niobate de lithium et en proposons des améliorations afin d'atteindre expérimentalement les caractéristiques théoriques du filtre.

Finalement nous présentons des applications du filtre (laser à fibre accordable et modulable) et discutons de ses perspectives de développement (insensibilité à la polarisation).

## Mots Clés

Filtre optique - Filtre accordable - Filtre biréfringent - Optique intégrée - Lithium niobate - Effet électrooptique - Couplage mode - Bande étroite - Lobe latéral - Défaut fabrication - Laser accordable - Diversité polarisation

## ABSTRACT

The exponential growth of the data rate in future telecommunication networks, requires the use of new transmission ways. Optical based networks show great promise for replacing 'slow' electronics technology. Through the use of wavelength division multiplexing technique (WDM), it becomes possible not only to increase the data rate on the line (here, an optical fibre) but also to use new all-optical based network. One of the key devices in these architectures is the tunable spectral filter.

The work presented in this thesis deals with the theoretical study, practical realisation and future development of a narrow-band tunable filter integrated on lithium niobate and working around 1.55  $\mu\text{m}$ .

Firstly we compare different principles of integrated tunable filter and choose a fully electro-optic device that allows a high switching speed between channels. Its principle of operation is descri-

bed using similarity with the birefringent Šolc filter that can be considered as a wavelength selective polarisation converter placed between crossed polarizers. The complete theoretical study shows that the irregularities observed in the experimental transfer function can be explained by unavoidable variations of birefringence along the diffused waveguide. These variations can be related to defects in the technological process. We proceed with the modelisation of the filter by a systematic investigation of typical classes of defects, that result in the irregularities observed in the transmittance of the filter. These simulations yield improvements at different steps of the integration process on lithium niobate, allowing the bandwidth limit predicted by theory to be obtained experimentally. Finally we present applications of the filter (wavelength tuning and intensity modulation of a fibre laser) and discuss perspectives of development (polarisation insensitivity).

## Key Words

Optical filter - Tunable filter - Birefringent filter - Integrated optics - Lithium niobate - Electrooptical effect - Mode coupling - Narrow band - Lateral lobe - Manufacturing defect - Tunable laser - Polarization